N° d'ordre : 120

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR LE

GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

HUBERT PASCARD

1re THÈSE – CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES ONDES DE SPIN DANS LES COUCHES MINCES FERRO MAGNÉTIQUES

2e THÈSE – PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 11 octobre 1965 **devant la Commission d'examen**

MM. GRIVET . . . *Président*

DE GENNES . }
VAUTIER . . . } *Examinateurs.*

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534905_0081

N° d'ordre :
120

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTE DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITE DE PARIS

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR LE

GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

PAR

HUBERT PASCARD

1re THÈSE – CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DES ONDES DE SPIN DANS LES COUCHES MINCES FERRO MAGNÉTIQUES

2e THÈSE – PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 11 octobre 1965 **devant la Commission d'examen**

MM. GRIVET . . . *Président*

DE GENNES . }
VAUTIER . . . } *Examinateurs.*

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

(Janvier 1965)

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen ..... M. ZAMANSKY.

PROFESSEURS

BRELOT	T	Analyse supérieure.
PRENANT	T	Anatomie et histologie comparée.
GRASSE	T	Evolution des êtres organisés.
PRÉVOST	T	Chimie organique.
WYART	T	Minéralogie et cristallog.
TEISSIER	T	Zoologie.
MANGENOT	T	Biologie végétale (Orsay).
AUGER	T	Physique quantique et relativité.
MONNIER	T	Physiologie générale.
PIVETEAU	T	Paléontologie.
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).
CARTAN	T	Mathématiques (E. N. Supérieure).
LAFFITTE	T	Chimie générale.
N...	T	Géométrie supérieure.
COULOMB	T	Physique du globe.
M^lle^ COUSIN	T	Biologie animale (S.P.C.N.).
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.
BOCQUET	T	Zoologie.
KASTLER	T	Physique (E.N.S.).
EPHRUSSI	T	Génétique.
RIVIÈRE	T	Géologie S.P.C.N. et sédimento. (Orsay).
GAUTHERET	T	Biologie végétale (P.C.B.).
LUCAS R.	T	Recherches physiq.
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire.
ARNULF	T	Optique appliquée.
MORAND	T	Physique enseignement.
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.).
FORTIER	T	Mécanique expér. des fluides.
DRACH	T	Zoologie.
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
GALLIEN	T	Embryologie.
EICHHORN	T	Botanique.
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).
M^lle^ CAUCHOIS ..	T	Chimie physique.
THELLIER	T	Physique du globe.
L'HÉRITIER	T	Biologie générale (Orsay).
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay).
PONCIN	T	Mécanique générale.
DUBREUIL	T	Arith. et théorie des nombres.
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.
CUVILLIER	T	Micropaléontologie.
JUNG	T	Géologie.
TRILLAT	T	Microscopie et diffrac-électronique.
WIEMANN	T	Chimie organique et struc.
JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay).
VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
DESTOUCHES ...	T	Théorie physique.
AMIEL	T	Chimie générale.
HOCART	T	Minéralogie et cristallo.
MATHIEU J.-P. ..	T	Physique optique
COUTEAUX	T	Cytologie.
MAY	T	Zoologie.
CHOQUET	T	Théorie des fonctions et topologie.
FELDMANN	T	Biologie végétale marine.
GUINIER	T	Physique des solides (Orsay).
JOST	T	Physiologie comparée
FORTET	T	Calcul des probabilités et physique mathématique.
SCHWARTZ	T	Calcul dif. et intégral.
CHOUARD	T	Physiologie végétale.
MALAVARD	T	Aviation (techn. aéron.).
NORMANT	T	Synthèse organique.
BENARD	T	Chimie minérale.
BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
DUGUE	T	Statistiques math.
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
MARÉCHAL	T	Physiologie végét. ap.
ULRICH	T	Optique théor. et appliq.
KIRRMANN	T	Théories chimiques.
CHADEFAUD	T	Botanique.
M^lle^ LE BRETON .	T	Physiologie de la nutrit.
LELONG	T	Application de l'analyse à la géométrie.
DEVILLERS	T	Anatomie et histologie comparée.
EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
FRANCON	T	Physique (S.P.C.N)).
GLANGEAUD	T	Géographie phys. et géolog. dynamique.
DODEMENT	T	Mathématiques (M.G.P.).

PROFESSEURS *(suite)*

Pisot	T	Techniques mathématiques de la physique.
Quelet	T	Chimie organique.
Cagniard	T	Géophysique appliq.
Lennuier	T	Physique (M.G.P.).
Rizet	T	Génétique (Orsay).
Routhier	T	Géologie appliquée.
Mme Tonnelat ..	T	Physique théorique.
Dixmier	T	Mathématiques (M.P.C.).
Souchay	T	Chimie générale.
Aigrain	T	Electrotechnique générale.
Brusset	T	Chimie systématique.
Lévy M.	T	Physique théorique des hautes énergies (Orsay).
Mme Chaix	T	Chimie biologique.
Mme Hurel P.Y.	T	Biologie végétale (P.C.B.).
Pannetier	T	Chimie générale.
Brun	T	Mécanique des fluides I.
Lederer	T	Chimie biologique (Orsay).
Mme Dubreuil ..	T	Mathématiques (agrégat.).
Mme Lelong	T	Mathématiques II. (E.N.S.).
Bellair	T	Géologie (S.P.C.N.).
Cotte	T	Physique électricité.
Dubois J.-E. ..	T	Chimie organique.
Lamotte	T	Zoologie (E.N.S.).
Michel A.	T	Chimie minérale (Orsay).
Olmer	T	Energétique générale.
Rouault	T	Electricité (Orsay).
Gauthier	T	Mécanique appliquée.
Barchewitz ...	T	Chimie physique.
Brossel	T	Physique atomique.
Buser	T	Physiologie comparée
Camus	T	Physiologie végétale.
Castaint	T	Physique II thermodynamique (Orsay).
Curien	T	Minéralogie et cristallog.
Moyse	T	Physiologie végétale (Orsay).
Mme Charniaux-Cotton	T	Evolution des êtres organisés.
Possompes	T	Zoologie.
Pullmann	T	Chimie quantique.
Teillac	T	Physique nucléaire et radioactivité (Orsay).
Tonnelat	T	Biologie-physico-chimique (Orsay).
Ville	T	Econométrie.
Willemart	T	Chimie (P.C.B.).
Dode	T	Chimie (Orsay).
Freymann	T	Recherches physiq.
Guinochet	T	Biologie végétale (S.P.C.N.) (Orsay).
Roch	T	Géologie.
Schatzmann ...	T	Astrophysique.
Termier	T	Géologie générale.
Zamansky	T	Mathématiques générales.
Lucas	T	Géologie.
Allard	T	Chimie physique.
Berthelot	T	Physique des particules fondamentales (Orsay).
Bricard	T	Météorologie et physique de l'atmosphère (Orsay).
Mme Albe Fessard	T	Psycho-physiologie.
Friedel	T	Physique des solides (Orsay).
Julia M.	T	Etudes des moléculaires naturelles complexes.
Lender	T	Biologie animale (S.P.C.N.) (Orsay).
Magat	T	Physico-chimie des radio-éléments.
Mlle Quintin ..	T	Electrochimie.
Monod	T	Chimie du métabolisme.
Benoit	T	Physio. animale (Orsay).
De Possel	T	Analyse numérique.
Charlot	T	Chimie analytique.
Lémée	T	Ecologie végétale (Orsay).
Guérin	T	Chimie (M.P.C.) (Orsay).
Chatelet	T	Chimie (P.C.B.).
Jean	T	Physique nucléaire (Orsay).
Mattler	T	Physique (S.P.C.N.).
Bergerard	T	Zoologie (Orsay).
Bertein	T	Electronique (Orsay).
Bouissières ...	T	Radiochimie.
Mme Couture ..	T	Thermodyn. et méca. phys.
Ellemberger ..	T	Géologie des grandes régions du globe (Orsay).
Franc	T	Biologie animale (P.C.B.)
Schnell	T	botanique tropicale.
Stlkowski	T	Physiologie végétale.
Acher	T	Chimie biologique.
Baudoin	T	Biologie animale (P.C.B.).
Beaumont		Biologie animale (S.P.C.N.).
Blamont		Géophysique ionosphère.
Boureau	T	Botanique.
Curie D.		Physique (M.G.P.).
Durand Delga.	T	Géologie.
Freon	T	Chimie organique (Orsay).
Heller	T	Physiologie végétale.
Tortrat	T	Calcul des probabilités.
Cailleux	T	Géologie (S.P.C.N.).
Magnan		Physique électricité.

PROFESSEURS *(suite)*

DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la physique nucléaire.
ROLLET	T	Chimie minérale.
Mlle JOSIEN	T	Chimie (S.P.C.N.).
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes.
ARNOULT	T	Electronique (Orsay).
CHAPELLE	T	Physique I (Orsay).
DELANGE	T	Mathématiques I (Orsay).
DENY	T	Mathématiques génér.
GERMAIN	T	Mécanique théorique des fluides.
LACOMBE	T	Métallurgie des métaux nucléaires (Orsay).
BROCHARD	T	Physique M.G.P. (Orsay).
CABANNES	T	Mécanique générale.
LESIEUR	T	Mathématiques I (Orsay).
MAZET	T	Mécanique générale (Orsay).
CAIRE		Géographie phys. et géol. dynamique.
COMOLET		Mécanique des fluides.
CORABŒUF	T	Physio animale (Orsay).
DELLOUE	T	Physique de l'exosphère.
GORENFLOT		Botanique II (Orsay).
HOUILLON		Biologie animale (P.C.B.).
JULLIEN J.		Chimie (S.P.C.N.) (Orsay).
MALGRANGE	T	Techniques math. de la phys. (Orsay).
OLIVIER		Anthropologie.
NOZERAN	T	Botanique II (Orsay).
BLANC-LAPIERRE.	T	Physique E.N.S. (Orsay).
CHEVAUGEON	T	Botanique (Orsay).
KAHANE	T	Mathématiques (Orsay).
SAMUEL	T	Math. E.N.S. féminines.
KOURGANOFF	T	Astronomie (Orsay).
THIRY	T	Mécanique céleste.
ABELES		Physique (S.P.C.N.).
AMAT	T	Physique (P.C.B.).
AUBOIN	T	Géologie.
Mme BENOIST-GUEUTAL	T	Physique nucléaire et radioactivité (Orsay).
BOUGIS		Biologie marine Villefranche-s.-Mer.
BRUHAT	T	Mathématiques (M.P.C.).
BRUNN	T	Géologie historique (Orsay).
CHABBAL	T	Physique M.G.P. (Orsay).
DEHEUVELS	T	Mathématiques propédeutique.
D'ESPAGNAT	T	Physique théorique (Orsay).
FURON	T	Géologie (S.P.C.N.).
Mme GANS	T	Génétique.
GENÈVES		Biologie végétale (P.C.B.).
GUILBERT		Physique C.S.U. Orléans.
HUPE	T	Pétrographie.
HOLLANDE	T	Biologie générale.
LIONS	T	Analyse numérique.
MAITTE	T	Chimie (P.C.B.).
MEYER		Physique propédeutique.
NICOLAS		Géologie appliquée.
PANIGEL		Biologie générale.
Mlle FOURCROY		Biologie végétale (S.P.C.N.).
Mme CHOQUET-BRUHAT	T	Mécanique analytique et mécanique céleste.
Mlle VEIL	T	Physiologie générale.
LWOFF	T	Microbiologie.
SIESTRUNCK	T	Mécanique physique et expérimentale.
NÉRON	T	Mathématiques (M.P.C.) (Orsay).
Mme PECKER-WIMEL	T	Astrophysique.
BALKANSKY		Physique (M.P.C.).
LE CORRE	T	Electricité.
DELCROIX	T	Physique théorique (Orsay).
GOURDIN		Physique théorique des hautes énergies (Orsay).
LEHMANN	T	Physique expérimentale des hautes énergies.
NATAF	T	Physique nucléaire et radioactivité (Orsay).
ECHALIER		Biologie animale ((P.C.B.).
BARRAUD		Physiologie cellulaire
LIORET	T	Physiologie végétale (Orsay).
DARS		Géologie structurale et géologie appliq.
CAMEFORT	T	Botanique (agrégation).
VICHNIEWSKY	T	Mécanique industriel. électronique (Orsay).
BLAQUIÈRE		
ARNOUS	T	Physique théorique.
TATIBOUET		Chimie (C.S.U. Orléans).
MALLIAVIN	T	Mathématiques propédeutique (Orsay).
GAUDEMAR		Chimie propédeutique.
PEREZ Y. JORBA		Physique expérimentale des hautes énergies (Orsay).
DAVID	T	Chimie (agrégation (Orsay).

PROFESSEURS *(suite*

Brousse	T	Mécanique théorique.
Rosch	T	Astronomie.
Guy	T	Physique expérimentale.
Lazard		Mathématiques ((M.P.C.).
Morel Pierre .		Physique (M.P.C.).
Arsac		Programmation.
Lefebvre		Chimie (M.P.C.).
Chapeville		Biochimie.
Benoit		Physique (C.P.E.M.).
Rio		Chimie (C.P.E.M.).
Jauzein		Géologie (E.N.S.).
Prévost G.		Biologie végétale (C.P.E.M.).
Favard P.		Biologie animale (C.P.E.M.).
Vilkas		Chimie (C.P.E.M.).
Mlle Ficini		Chimie (C.P.E.M.).
Lequeux		Astronomie.
Cohen Tannoudji ...		Physique (M.P.C.).
Tavernier		Physique (C.P.E.M.).
Mme Roizen		Physique (C.P.E.M.).
Durand M.		Biologie animale (S.P.C.N.).
Ravier		Pétrographie.
Roseau	T	Mécanique théorique des fluides.
Roubine		Electronique.
Silber	T	Chimie (P.C.B.).
Uebersfeld	T	Electronique.
Yvon	T	Théories physiques.
Hervé	T	Mathématiques.
Jancovici		Physique atomique (Orsay).
Falk-Vairant ..		Physique nucléaire.
Fetizon		Chimie propédeutique.
Cerf		Mathématiques (Orsay).
Pascaud		Physiologie.
Mme Petit		Biologie animale (C.P.E.M.).
Brousse		Géologie (Orsay).
Cagnac		Physique agrégation (Orsay).
Leberre		Zoologie (Orsay).
Schaeffer		Microbiologie (Orsay).
de Gennes		Physique des solides (Orsay).
Riou		Physique nucléaire expé. (Orsay).
Clauser		Chimie biologique (Orsay).
Chevalier		Physiologie animale (Orsay).

Le Secrétaire général : R. Poullain.

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Magnétisme et de Physique du Solide du Centre National de la Recherche Scientifique, dirigé par M. Charles Guillaud. Je lui exprime ma profonde reconnaissance pour la bienveillance avec laquelle il m'a accueillli dans son Laboratoire et pour l'intérêt avec lequel il a suivi mes recherches.

J'exprime mes plus sincères remerciements à M. Roger Vautier, Directeur Scientifique au C.N.R.S. et Sous-Directeur du Laboratoire, qui a suivi et dirigé mon travail, et dont les nombreux conseils ont été pour moi de précieux enseignements.

Je remercie vivement MM. les Professeurs P. Grivet et P.-G. de Gennes qui ont bien voulu s'intéresser à mes travaux et ont accepté la charge de faire partie du Jury.

J'exprime toute ma gratitude à M. A.-J. Berteaud qui a collaboré étroitement à ce travail : son aide et ses encouragements m'ont été précieux. J'ai bénéficié de ses discussions avec M. P.-E. Tannenwald, E. Schlömann, R.-V. Jones, J.-B. Comly et J.-R. Eshbach, lors de son séjour aux U.S.A.

Ma reconnaissance va aussi à M. R.-J. Spain, qui m'a fait bénéficier, durant la préparation de sa thèse dans notre laboratoire, de son expérience, acquise au Laboratory for Electronics de Boston, de la fabrication des couches minces ferromagnétiques.

Je remercie M. V. Cagan, qui m'a fait profiter de sa grande expérience de laboratoire en hyperfréquences, et M. H. Le Gall, pour les nombreuses discussions théoriques, qui m'ont été très utiles.

Enfin je suis heureux de remercier ici les chercheurs, techniciens, ouvriers et secrétaires pour l'aide amicale qu'ils m'ont apportée, et le Personnel des Services Généraux des Laboratoires de Bellevue.

INTRODUCTION

Il est connu que dans un cristal ferromagnétique peuvent se propager, non seulement des ondes élastiques et des ondes électromagnétiques, mais aussi des « ondes de spin » : ces ondes peuvent être excitées dans des systèmes de spins couplés et mettent en jeu les forces d'échange « inter spins » à l'origine du ferromagnétisme. Ce concept d'onde de spin, introduit depuis plus de trente ans, a déjà conduit à un grand nombre d'explications de certains comportements magnétiques : il est à la base des théories les plus récentes du ferromagnétisme notamment dans l'étude de certains mécanismes de relaxation.

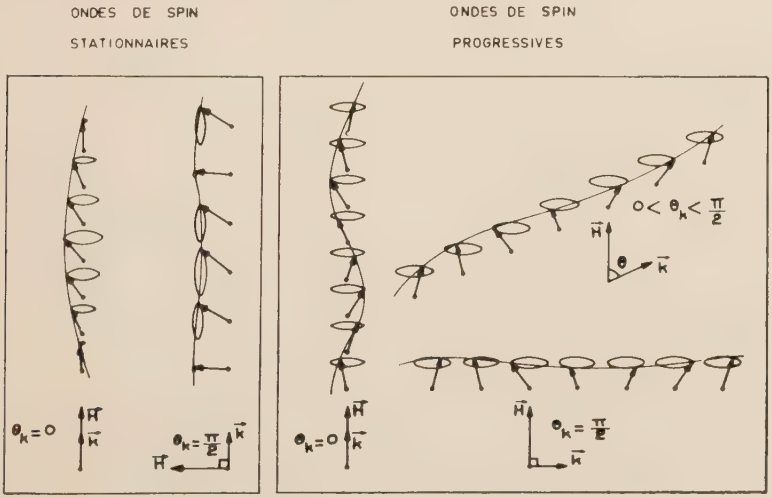


fig. 1

Pour l'ensemble des travaux présentés ici, nous avons utilisé deux méthodes d'excitation d'ondes de spin. La première est basée sur les propriétés particulières de l'aimantation dans une couche mince, où des modes d'ondes de spin stationnaires peuvent s'établir par suite des phénomènes de « spin pinning » de surface. La seconde méthode d'excitation utilise le caractère essentiellement non linéaire des équations du mouvement de l'aimantation à fort niveau de champ d'entraînement hyperfréquence : à partir d'un certain champ « seuil », il y a transfert de l'énergie du mode uniforme à des modes d'ondes de spin progressives.

Nous avons étudié de façon approfondie les phénomènes d'établissement d'ondes de spin stationnaires d'une part, et les problèmes d'excitation d'ondes de spin progressives d'autre part (représentation semi-classique figure 1).

En général, nous avons interprété les phénomènes observés de façon classique plutôt que quantique, et nous avons étudié les aspects macroscopiques plutôt que microscopiques des propriétés des couches minces, en « spectroscopie » d'ondes de spin.

Première Partie

TRAVAIL EXPÉRIMENTAL

I. PRÉPARATION DES FILMS

Tous les films minces étudiés ont été préparés par les techniques classiques d'évaporation thermique (fig. 2).

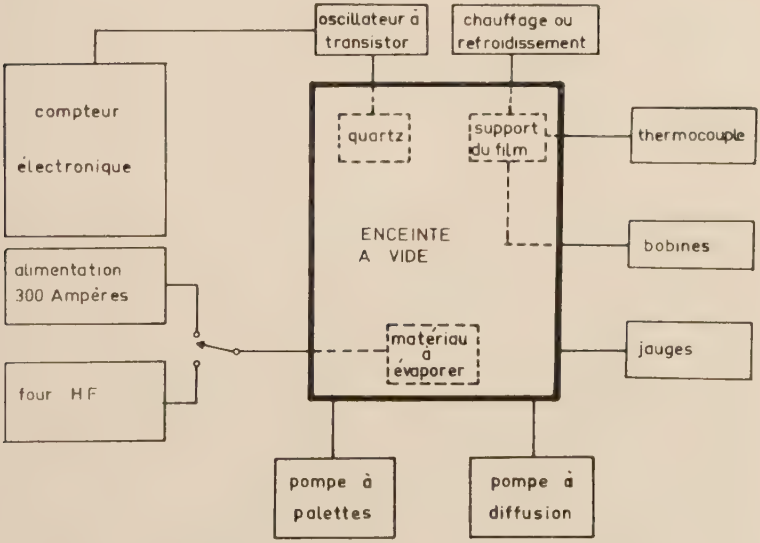


fig. 2

Le matériau essentiellement étudié fut l'alliage obtenu à partir de la composition 83 % Ni 17 % Fe appelée « Vapalloy ». Ce matériau sous forme de couche mince a fait l'objet, ces dernières années, de nombreuses études en vue de réaliser des mémoires à faible temps de basculement de l'aimantation. Nous avons étudié les propriétés de ce matériau en résonance ferromagnétique, propriétés essentiellement liées au paramètre d'amortissement de spin, lui-même relié au temps de basculement. Nous avons également étudié quelques films de nickel pur et quelques films de composition 85 Ni 15 Fe, 90 Ni 10 Fe et 95 Ni 5 Fe. Une centaine de films environ ont été ainsi préparés et étudiés.

Tous les films ont donc été obtenus par évaporation sous vide de matériaux en fusion. L'installation de vide a été réalisée à partir d'un groupe industriel classique dont nous avons modifié l'enceinte à vide. L'évaporation a lieu à environ 10^{-5} torr. L'ensemble des travaux en couches minces de ces dernières années montre que ce vide classique est généralement suffisant pour obtenir des films assez homogènes du point de vue magnétique malgré la présence de gaz résiduels pendant la condensation du film sur son support. Les couches ainsi obtenues semblent présenter un comportement en hyperfréquence assez peu influencé par ces gaz résiduels. L'enceinte à vide présente un volume d'environ 10 dm^3 (cylindre de 30 cm de haut et de 20 cm de diamètre) dans lequel le vide de 10^{-5} torr est atteint en une heure de pompage.

La fusion du matériau à évaporer est obtenue en le chauffant soit par effet Joule, soit par induction haute fréquence. Les matériaux à évaporer, fer, nickel et alliage Vapalloy sont sous forme de fil. Les températures d'ébullition du fer et du nickel à 10^{-5} torr sont telles que la composition du film obtenu à partir de l'alliage 83 Ni 17 Fe est approximativement 80 Ni 20 Fe.

Dans le cas de chauffage par effet Joule, le matériau à évaporer est placé sur du tungstène thorié parcouru pendant la durée de l'évaporation par un courant de 300 ampères. Le matériau était placé soit sur un barreau cylindrique, soit sur un creuset plat. La quantité de matériau à évaporer est relativement faible, mais néanmoins suffisante pour obtenir des films très épais (jusqu'à 10.000 Å dans nos conditions expérimentales).

Dans le cas de chauffage par induction, nous avons utilisé un four H.F., oscillateur à 800 kHz de 2 kilowatts. Nous avons utilisé des creusets en zircone, en alumine et en thorine dont la faible porosité permet une bonne conservation du vide au moment de l'évaporation. Nous avons finalement choisi la fusion par effet Joule, cette méthode étant beaucoup plus simple expérimentalement, et les résultats obtenus par l'une ou l'autre méthode étant à peu près équivalents.

Tous les films ont été évaporés sur support de verre. Nous avons utilisé des lamelles de microscope présentant un très bon état de surface. Les lamelles étaient nettoyées au trichloréthylène et toutes les précautions nécessaires étaient prises pour éviter toute contamination de la surface. Le support, placé dans une

partie évidée d'un manchon cylindrique de cuivre relié à l'extérieur, pouvait être chauffé par rayonnement. La température du support était mesurée par un couple thermoélectrique placé dans la masse de cuivre du manchon cylindrique. Pendant l'évaporation, le support était porté à 300° environ. Il a été montré expérimentalement que cette température est optimale pour obtenir une bonne homogénéité et une bonne adhérence des films sur leurs supports. Dès la fin de l'évaporation, le manchon, et par conséquent le support du film, étaient refroidis par une circulation d'eau en contact avec le manchon.

Le contrôle de l'épaisseur du film pendant l'évaporation est possible par la mesure de la variation de fréquence d'un oscillateur à quartz qui est due à la variation de masse du quartz, par suite du dépôt simultané d'un film témoin sur l'une de ses faces. Le quartz fait partie d'un oscillateur à transistors placé à l'extérieur de l'enceinte et dont la fréquence est mesurée par un compteur électronique. La fréquence de l'oscillateur, de l'ordre de 5 MHz, varie de 1.000 cycles pour un dépôt de 1.500 Å environ. Cette mesure permet donc un contrôle de l'épaisseur pendant l'évaporation mais ne fournit pas une mesure précise de l'épaisseur, ceci à cause de l'influence d'autres paramètres tel que l'élévation de température du quartz pendant l'évaporation par exemple.

Il est connu qu'un traitement thermomagnétique au-dessous de la température de Curie d'un alliage ferromagnétique binaire peut créer une anisotropie magnétique uniaxiale. Dans le cas du permalloy, l'anisotropie peut s'expliquer par un ordre préférentiel de paires d'atomes de fer dans le réseau de nickel. Nous avons utilisé deux bobines de Helmholtz situées à l'extérieur de l'enceinte, permettant d'appliquer pendant l'évaporation un champ parallèle au plan du film et homogène dans tout le film, réglable de 0 à 80 Oe Cependant, l'anisotropie ainsi créée dans le plan du film correspond à un champ d'anisotropie H_k de l'ordre de quelques œrsteds et ce champ peut être négligé dans l'étude des phénomènes de résonance ferromagnétique à 9.000 ou 34.000 MHz, où les champs appliqués varient de 1.000 à 25.000 Oe.

Dans nos expériences, pour une distance filament-support de 10 cm et pour un courant de 300 ampères, la vitesse d'évaporation était de l'ordre de 10 à 20 angstroms par seconde. Des essais effectués en faisant varier la distance filament-support et le courant ont montré que les conditions ci-dessus étaient optimales pour une bonne homogénéité des films dans nos conditions expérimentales. La durée d'une évaporation est de quelques minutes : le vide de 10^{-5} torr se conserve assez bien durant les premières minutes mais après 3 à 4 minutes, il n'est plus que de l'ordre de 5.10^{-5} torr, ce qui entraîne une inhomogénéité croissante pour des épaisseurs de films supérieures à 2.500-3.000 Å.

La mesure de l'épaisseur des films a été effectuée par la méthode interférométrique à polarisation de Nomarski. Dans cette mesure, il est nécessaire d'avoir un bord de film le plus abrupt possible. Ceci est obtenu au moyen d'un cache circulaire fixe dont le bord est en biseau. L'épaisseur est ainsi connue à 5 % près

environ. Pour les films épais (3.000 Å et plus) la valeur obtenue par la méthode interférométrique a pu être contrôlée par pesée.

Nous avons préparé une centaine de films dont 60 dans les conditions suivantes : support chauffé à 300° C, distance creuset-filament 10 cm, matériau fil de Vapalloy 83 Ni 17 Fe, vitesse d'évaporation 10 à 20 Å/s. Le choix de ces conditions expérimentales a été fait après de nombreux essais effectués sur 40 films préparés dans des conditions différentes :

— Variation de la composition : films de nickel pur, films de composition 85 Ni 15 Fe, 90 Ni 10 Fe, 95 Ni 5 Fe ;

— Variation du champ appliqué pendant l'évaporation de 0 à 80 Oe ;

— Variation de la vitesse d'évaporation de 5 Å/s à 50 Å/s ;

— Variation de la température du support de 0° à 350° C environ.

La qualité des films a été déterminée par la mesure des paramètres de largeur de raie $\Delta H_{//}$ et $\Delta H_{\perp}$ obtenus en résonance ferromagnétique en bande X.

II. TECHNIQUES EXPÉRIMENTALES DE RÉSONANCE EN HYPERFRÉQUENCE

Les techniques expérimentales qui ont été utilisées pour les études en résonance ferromagnétique sont classiques en hyperfréquence et font appel notamment à l'utilisation de cavités résonnantes. On peut classer les mesures effectuées en deux groupes :

— des mesures à faible puissance hyperfréquence en régime d'ondes entretenues (utilisation de klystrons comme sources d'énergie),

— des mesures à forte puissance hyperfréquence en régime « pulsé » (utilisation de magnétrons).

L'ensemble des mesures a été effectué en ondes centimétriques. Cependant, quelques essais ont été effectués à forte puissance en ondes millimétriques. Toutes ces mesures ont été faites à la température ambiante.

a) EXPÉRIENCES DE RÉSONANCE A FAIBLE PUISSANCE

Les mesures ont été réalisées à 9.365 MHz. La figure 3 donne le schéma de l'ensemble. Le klystron est modulé en fréquence autour de la fréquence de résonance de la cavité, ce qui permet l'observation à l'oscilloscope, d'une part de la courbe de résonance de la cavité, et d'autre part de la courbe du mode du klystron dans lequel s'inscrivent les courbes de résonance de la cavité de mesure et de l'ondemètre à absorption. L'ondemètre permet de mesurer la fréquence f avec une précision de ± 0,2 MHz.

Nous avons utilisé une cavité cylindrique de mode TE_{111} (fig. 4). La forme cylindrique permet un usinage facile, un accès commode à

l'intérieur de la cavité et une fermeture permettant un bon contact électrique. La configuration du champ magnétique hyperfréquence au fond de la cavité (fig. 4) est telle que le film mince est placé dans un champ magnétique à peu près homogène lorsqu'il est appliqué contre le fond. De plus, le champ électrique hyperfréquence est parfaitement nul à cet endroit de la cavité, ce qui est préférable puisque le film est un conducteur. Un compromis a été réalisé dans la dimension du film mince : un film trop grand serait soumis à un champ hyperfréquence inhomogène et un film trop petit conduit à des phénomènes détectés trop faibles, difficilement mesurables. Un diamètre de film de 8 mm a été choisi pour un diamètre de fond de cavité de 23 mm. Cette cavité devant être placée dans un entrefer d'électro-aimant assez réduit pour l'application de champs magnétiques continus élevés (lors de la saturation du film perpendiculairement à son plan notamment), ce type de cavité TE_{111} a dû être retenu, bien que fournissant un coefficient de qualité assez médiocre. Cependant, en prenant un diamètre à peu près égal à la longueur de la cavité, la surtension est néanmoins voisine de 2.000, ce qui est suffisant pour nos mesures. Les coefficients de qualité Q_v à vide (sans le film) ou Q_c en charge (avec le film) sont obtenus par la mesure de la largeur en fréquence Δf_o à mi-hauteur de la courbe de résonance de la cavité et sont donnés par la relation $Q = \frac{f}{\Delta f_o}$.

Il est connu qu'au voisinage de la résonance ferromagnétique d'un échantillon placé dans une cavité, au terme réel μ' de la perméabilité du matériau correspond un déplacement de fréquence de résonance de la cavité, ce qui nécessite donc un réajustement de la fréquence du klystron si l'on désire mesurer sans erreur le terme imaginaire μ''. Des essais ont été faits en utilisant un dispositif d'asservissement classique de type Pound [1]. Aucune différence notable n'a pu être observée dans la variation de μ'', avec ou sans dispositif d'asservissement, car le déplacement de fréquence est faible comparé à la bande passante de la cavité. Nous avons donc effectué nos mesures sans dispositif d'asservissement mais avec une faible modulation Δf de la fréquence du klystron, de l'ordre de grandeur de la largeur à mi-hauteur de la courbe de résonance de la cavité, afin de diminuer l'erreur expérimentale. Nous avons alors relevé la variation de la hauteur moyenne de la courbe de résonance correspondant à Δf, par enregistrement en fonction du champ magnétique continu appliqué. Ces variations de la puissance hyperfréquence absorbée par le film sont bien proportionnelles aux variations vraies de μ''. Dans nos mesures, nous n'avons généralement pas cherché à chiffrer les valeurs exactes de μ'', mais à déterminer les positions en champ magnétique appliqué des différents maxima d'absorption. C'est ce qui justifie le fait que le dispositif d'asservissement de Pound n'ait pas été utilisé.

Nous avons enregistré l'absorption par le film de la puissance hyperfréquence directement en fonction du champ magnétique

continu appliqué. Pour cela, un moteur entraînant le rhéotor de l'alimentation de l'électro-aimant crée une variation linéaire du courant en fonction du temps. D'autre part, la puissance de sortie de la cavité est appliquée à un enregistreur dont le déroulement est fonction linéaire du temps. Nous avons ainsi obtenu les spectres d'absorption en fonction du courant, donc du champ magnétique. Tous les spectres ont été relevés dans des conditions semblables ; même modulation Δf en fréquence, même vitesse d'enregistrement et même niveau de puissance correspondant à une détection quadratique. La sensibilité des relevés des spectres d'absorption est considérablement augmentée par l'utilisation, avant l'enregistreur, d'un circuit de compensation. Par la mise en opposition de la tension détectée par le cristal et d'une tension réglable, le circuit différentiel permet d'enregistrer uniquement les variations de la tension détectée par le cristal, ce qui revient donc simplement à déplacer le zéro sur le diagramme de l'enregistreur.

Deux types de mesures ont été effectuées : le premier en appliquant le champ magnétique continu parallèlement au plan du film et le second en appliquant ce champ perpendiculairement au plan du film. Dans le premier cas, le champ polarisant nécessaire à la résonance ferromagnétique donné par la formule $\omega = \gamma \sqrt{H_o (H_o + 4 \pi M)}$ est, pour du Vapalloy, de l'ordre de 1.000 Oe à 9.000 MHz et 8.000 Oe à 34.000 MHz. Dans le second cas, le champ polarisant nécessaire à la résonance ferromagnétique est beaucoup plus élevé : il doit saturer le matériau dans une direction où le champ démagnétisant est maximal et égal à $- 4 \pi M$ soit — 10.500 Oe pour le Vapalloy. Il est donné par $\omega = \gamma (H_o - 4 \pi M)$ soit environ 14.000 Oe à 9.000 MHz et 23.000 Oe à 34.000 MHz. Ces champs ont été obtenus en utilisant des pièces polaires en fer-cobalt de forme tronconique. Bien entendu, le volume placé dans l'entrefer a dû être réduit au minimum dans le cas de la polarisation perpendiculaire. L'entrefer était de 43 mm à 9.000 MHz et de 29 mm à 34.000 MHz avec des cavités TE_{111} à couplage par iris. Une cavité TE_{111} à couplage par antennes a été primitivement réalisée. Elle permettait l'utilisation d'un entrefer de 33 mm au lieu de 43 mm. Mais sa forme plate et son système de serrage conduisaient à un Q assez médiocre de l'ordre de 1.000.

L'électro-aimant fournissant le champ magnétique continu comporte 2.000 spires pouvant supporter 60 ampères environ (soit 125.000 ampères-tours). Le courant est fourni par une alimentation stabilisée à 10^{-6} pouvant délivrer jusqu'à 65 ampères. La stabilité du champ de polarisation est donc très supérieure à ce qui serait nécessaire. D'autre part, les dimensions du film (8 mm de diamètre, épaisseur négligeable) sont dans les deux cas de polarisation, suffisamment petites devant les dimensions des pièces polaires pour que soit assurée une bonne homogénéité du champ polarisant dans tout le film.

Le champ magnétique appliqué est mesuré par un gaussmètre à effet Hall, qui permet de déterminer le champ de façon précise

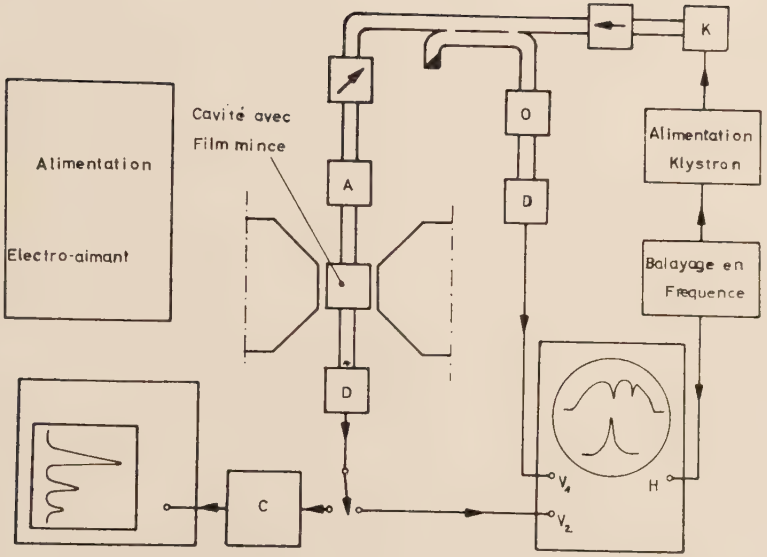
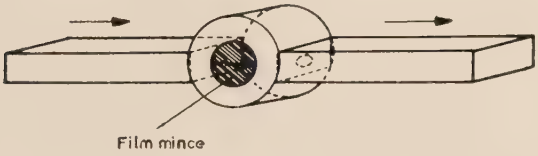


fig. 3

Cavité TE_{111}



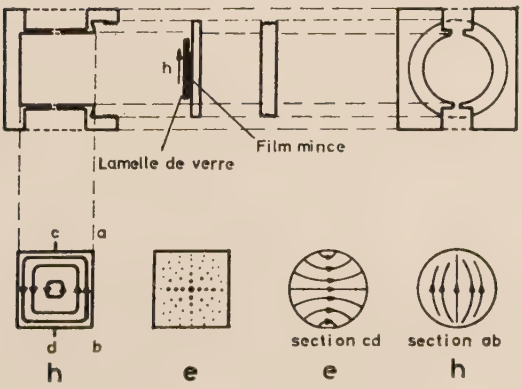


fig. 4

géométriquement, la sonde utilisée ayant une surface d'une dizaine de mm^2 et une épaisseur d'un demi-millimètre environ. Les indications du gaussmètre sont ainsi relevées en fonction du courant dans l'électro-aimant. Elles sont ensuite contrôlées, soit par résonance nucléaire, soit par un fluxmètre classique, ce qui donne la valeur réelle du champ. On obtient une courbe d'étalonnage de l'ampèremètre en champ magnétique. La précision sur la valeur du champ ainsi déterminée doit être de 1 % environ.

Nous avons relevé dans les deux cas de polarisation parallèle et perpendiculaire les spectres d'absorption en fonction du champ magnétique appliqué. Pour tous les films et dans les deux cas de polarisation, nous avons essentiellement mesuré les trois grandeurs suivantes :

— le champ H_0 de la résonance principale,

— la largeur de raie ΔH de la résonance principale,

— l'écart en champ polarisant δH entre chaque résonance secondaire et la résonance principale.

Ces trois grandeurs, relevées dans des conditions expérimentales identiques pour tous les films, ont été étudiées et comparées de façon approfondie.

b) EXPÉRIENCES DE RÉSONANCE A FORTE PUISSANCE

Pour l'observation des effets non linéaires, il est nécessaire d'utiliser des champs hyperfréquences très grands. Ceci a conduit à utiliser des impulsions fournies par un magnétron. Les mesures ont été réalisées en ondes centimétriques et en ondes millimétriques. L'énergie hyperfréquence est fournie par un magnétron alimenté par un modulateur de 250 kW. Une ligne à sens unique de forte puissance protège le magnétron des variations de puissance réfléchie. Une fraction seulement de la puissance est dirigée vers la cavité de mesure contenant le film mince, par un coupleur directif 10 dB. Un atténuateur étalonné permet de régler le niveau de puissance appliqué sur le film (fig. 5).

Un wattmètre placé sur une branche dérivée par l'intermédiaire d'un coupleur directif 20 dB permet de mesurer la puissance à 5 % près. L'électro-aimant et son alimentation avec variation continue du courant ont été décrits précédemment. Enfin, l'énergie transmise par la cavité est détectée et dirigée, soit vers un oscilloscope pour l'observation de l'impulsion transmise, soit vers un enregistreur pour le relevé de la variation de la valeur moyenne des impulsions préalablement amplifiée.

Le même type de cavité TE_{m} que celui utilisé à faible puissance hyperfréquence est employé ici. Un compromis est adopté pour l'iris de couplage car il est nécessaire d'avoir une puissance entrant dans la cavité assez grande tout en conservant un Q suffisant. Son diamètre a été fixé expérimentalement à 4,5 mm à 9.000 MHz et à 1,5 mm à 34.000 MHz ce qui correspond à un coefficient de couplage de 0,5 environ, la surtension de la cavité n'étant que peu affectée dans ces conditions. La mesure de ce coefficient de couplage (rapport de la puissance entrant dans la

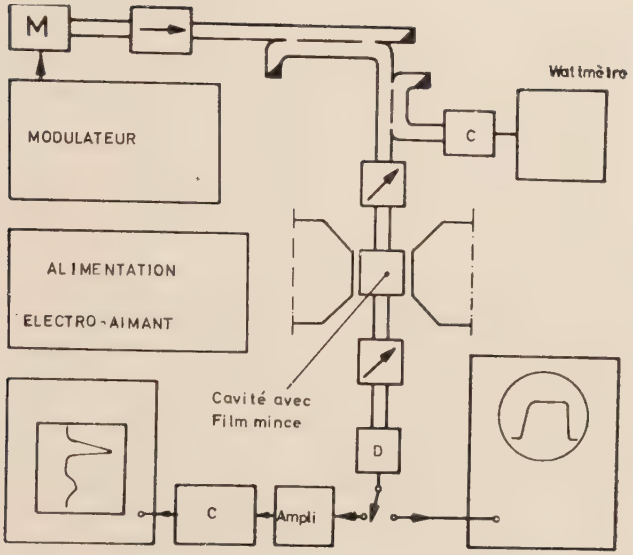


fig. 5

cavité à la puissance incidente), a été effectuée à faible puissance hyperfréquence. Le diamètre de l'iris de sortie est choisi beaucoup plus petit : il suffit qu'il permette la lecture à l'oscilloscope de la puissance transmise par la cavité, la puissance de sortie étant négligeable devant la puissance d'entrée dans la cavité. Le magnétron fournit une puissance hyperfréquence à fréquence fixe : il est donc nécessaire que la cavité de mesure soit accordable de façon que sa fréquence de résonance puisse être réglée sur la fréquence du magnétron. L'accord de la cavité est obtenu au moyen d'une vis en téflon introduite en un maximum de champ électrique de la cavité.

Le modulateur utilisé, de 250 kW, permet de travailler avec des taux d'utilisation variables, la fréquence de répétition des impulsions pouvant varier de 5 à 500 cycles/seconde et la durée des impulsions de 0,1 à 10 microsecondes. Le magnétron 3 cm a une fréquence de 9.365 MHz et une puissance crête maximale de 70 kW. Nous l'avons utilisé à une puissance crête de 40 kW et le dixième seulement, soit 4 kW, est dirigé vers la cavité. Nous avons choisi un taux d'utilisation de 5.10^{-3} qui correspond à une fréquence de répétition de 200 périodes/seconde et à une durée de l'impulsion de 2,5 microsecondes. Le magnétron 8 mm a une fréquence de 34.720 MHz et une puissance crête maximale de 7 kW. Nous l'avons utilisé avec une puissance crête de 2 kW, entièrement dirigée vers la cavité de mesure. Cette puissance est suffisante pour atteindre les phénomènes de claquage dans la cavité, au-delà desquels aucune mesure n'est plus possible. Nous avons choisi un taux d'utilisation de $2,5.10^{-3}$ qui correspond à une fréquence de répé-

tition de 500 périodes/seconde et à une durée de l'impulsion de 0,5 microseconde.

La puissance incidente sur la cavité est mesurée au wattmètre Narda. Connaissant cette puissance incidente, il faut déterminer le champ hyperfréquence qui lui correspond dans la cavité à l'emplacement du film mince, c'est-à-dire en un maximum de champ magnétique.

On sait que : $P_u = P_i - P_r$.

P_u puissance dissipée dans la cavité.

P_i puissance incidente.

P_r puissance réfléchie par l'iris d'entrée.

Le coefficient de couplage est P_u/P_i.

L'énergie W emmagasinée par la cavité est :

$$W = P_u \frac{Q}{\omega} = \frac{\mu_o}{2} \int_V h_o^2 \, dv = \frac{\varepsilon_o}{2} \int_V e_o^2 \, dv$$

h_o et e_o sont les amplitudes des champs magnétique et électrique dans la cavité, V est le volume de la cavité. Pour la cavité cylindrique circulaire de mode TE_{111} (fig. 6), on a :

$$W = 2\,\varepsilon_o \frac{e_o^2}{k_1^2} \left[\int_V \frac{J_1^2(x)}{x} \sin^2\theta \sin^2\left(\frac{\pi z}{L}\right) dx\, d\theta\, dz + \int_V J'^2_1(x) \cos^2\theta \sin^2\left(\frac{\pi z}{L}\right) x\, dx\, d\theta\, dz \right]$$

avec $x = k_c r = x'_{11} \frac{r}{R} = 1{,}84 \frac{r}{R}$

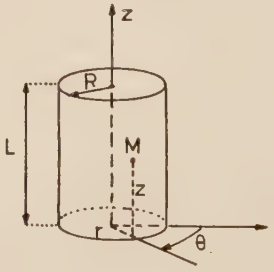


Fig. 6

En intégrant, il vient : $W = 0{,}118\, \varepsilon_o\, e_o^2 \left(\frac{\lambda c}{\lambda g}\right)^2 V$

comme $\frac{e_o}{h_o} = \sqrt{\frac{\mu_o}{\varepsilon_o}} \frac{\lambda g}{\lambda}$,

on peut calculer h_o : $h_o = 2.560 \frac{\lambda}{\lambda c} \sqrt{\frac{W}{V}}$

comme $W = P_u \frac{Q}{\omega}$, h_o s'écrit :

$$h_o = 32.000 \frac{\lambda}{\lambda c} \sqrt{\frac{P_u Q}{\omega V}} \text{ avec : } \begin{cases} P_u \text{ en watts,} \\ V \text{ en cm}^3, \\ \omega \text{ en radians/seconde,} \\ h_o \text{ en œrsteds.} \end{cases}$$

A 9.000 MHz, avec $Q \simeq 2.000$:

$$\lambda = 3{,}2 \text{ cm} ; \lambda_c = 3{,}95 \text{ cm} ; V \simeq 11{,}5 \text{ cm}^3$$

on a : h_o (œrsteds) $\simeq 1{,}4 \sqrt{P_u \text{ (watts)}}$.

A 34.000 MHz avec $Q \simeq 600$:

$$\lambda = 8{,}65 \text{ mm} ; \lambda_c = 11{,}30 \text{ mm} ; V = 232.10^{-3} \text{ cm}^3$$

on a : h_o (œrsteds) $\simeq 2{,}6 \sqrt{P_u \text{ (watts)}}$.

Les puissances appliquées dans la cavité sont très grandes et il y a une puissance limite correspondant au phénomène de claquage au-dessus de laquelle aucune mesure n'est possible. Le champ électrique de claquage pour l'air est :

$$E_{max} \simeq 3{,}2\ 10^6 \text{ V/m}$$

Dans la cavité le champ électrique e ne pourra donc pas dépasser cette valeur. Or dans la cavité e_o et h_o sont reliés par l'impédance d'onde :

$$\frac{e_o}{h_o} = \sqrt{\frac{\mu_o}{\varepsilon_o}} \frac{\lambda g}{\lambda} \qquad \text{d'où } h_{max} \text{ (œrsteds)} = 107 \frac{\lambda}{\lambda g}.$$

Soit $h_{max} \simeq 64$ Oe à 9.000 MHz et $h_{max} \simeq 70$ Oe à 34.000 MHz

Ces valeurs sont parfaitement confirmées expérimentalement. En effet, pour des niveaux de puissance voisins de ceux correspondants à ces valeurs, le phénomène de claquage dans la cavité commence à apparaître et se manifeste par des instabilités de l'impulsion transmise ou réfléchie par la cavité.

Nous avons relevé des spectres d'absorption en fonction du champ magnétique continu. Le relevé est effectué à fréquence fixe car il a été vérifié qu'au voisinage de la résonance du matériau, le déplacement de la fréquence de résonance de la cavité dû au terme μ' de la perméabilité du film est négligeable. Les variations de la valeur moyenne de l'impulsion transmise par la cavité sont enregistrées après une forte amplification de cette valeur moyenne par un amplificateur continu (Keithley). Les spectres obtenus représentent donc la variation en fonction du champ polarisant d'une grandeur proportionnelle à la surface de l'impulsion. Là encore, par enregistrement de ces spectres d'absorption, nous n'avons pas cherché à chiffrer les valeurs de μ'' ou $\varkappa''$. Nous nous sommes essentiellement intéressés à la forme et à la position suivant l'axe des champs polarisants des différents maxima d'absorption et surtout à leur variation en fonction de la puissance hyperfréquence appliquée.

Nous avons d'autre part effectué la mesure de $\varkappa''/\varkappa_o''$, $\varkappa_o''$ désignant la susceptibilité maximale en fonction du champ

magnétique, à faible puissance hyperfréquence ($h < 1$ Oe), $\varkappa'$ désignant la même grandeur à un niveau de puissance hyperfréquence quelconque. Expérimentalement, $\varkappa''/\varkappa_0'' = a/b$, où a est la différence entre les amplitudes de l'impulsion hors résonance et à la résonance, pour la puissance considérée, et où b est la différence entre les amplitudes de l'impulsion hors résonance et à la résonance, à faible puissance. Toutes les mesures de $\varkappa''/\varkappa_0''$ ont été effectuées pour le même niveau de sortie du cristal détecteur, niveau situé dans la zone de détection quadratique du cristal.

Pour certains films, nous avons relevé les spectres d'absorption point par point en fonction du champ magnétique continu par la mesure de l'amplitude de l'absorption de l'impulsion à l'oscilloscope. Ces spectres permettent une analyse des phénomènes plus détaillée que celle des spectres relevés par enregistrement qui ne traduisent que la variation globale de la surface de l'impulsion. Dans certaines conditions expérimentales, en effet, des phénomènes d'instabilités rendent différents les spectres d'absorption relevés par enregistrement et à l'oscilloscope.

Les mesures à fort niveau de puissance ont été réalisées à 9.365 MHz et à 34.720 MHz avec champ polarisant parallèle, puis perpendiculaire au plan du film. Un groupe de 10 films sélectionnés parmi les 60 films de Vapalloy étudiés à faible niveau de puissance, a été mesuré à forte puissance, le champ hyperfréquence variant entre 0 et 60 Oe environ. Les grandeurs suivantes ont été mesurées :

— dans le cas de la polarisation parallèle :

h_s : champ seuil d'apparition de l'absorption subsidiaire.

H_s : position en champ polarisant de l'absorption subsidiaire.

h_p : champ seuil d'apparition de la saturation de la résonance principale.

ΔH : largeur de raie de la résonance principale.

$\varkappa''/\varkappa_0''$: susceptibilité relative à forte puissance du matériau étudié.

— dans le cas de polarisation perpendiculaire :

h_p : champ seuil d'apparition de la saturation de la résonance principale.

ΔH : largeur de raie de la résonance principale.

δH_p : déplacement du champ de résonance principale.

$\varkappa''/\varkappa_0''$: susceptibilité relative à forte puissance du matériau étudié.

Enfin, dans certains cas particuliers, nous avons déterminé les grandeurs suivantes :

— la durée du pic d'attaque ;

— la fréquence des oscillations correspondant aux phénomènes d'instabilité.

L'ensemble des grandeurs mesurées par ces techniques de résonance hyperfréquence à faible et à fort niveau de puissance est à la base des travaux que nous avons effectués sur les phénomènes d'excitation d'ondes de spin dans les couches minces ferromagnétiques.

Deuxième Partie

ONDES DE SPIN STATIONNAIRES

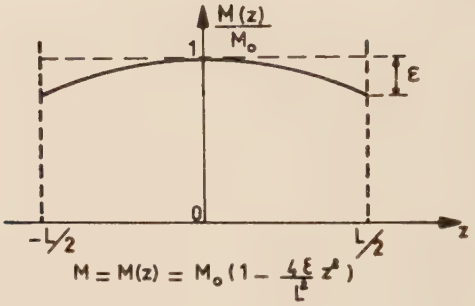
I. THÉORIES GÉNÉRALES

Depuis 7 ans, de nombreux théoriciens ont étudié les résonances d'ondes de spin stationnaires dans les couches minces ferromagnétiques.

En 1958, Kittel [2] a proposé une théorie basée sur l'hypothèse dite de « spin pinning » : il suppose que les spins de surface sont fixés en direction perpendiculairement au plan du film. Ce mécanisme de « pinning » des spins à la surface est expliqué soit par une anisotropie de surface décrite par Néel [3], soit par une interaction avec une couche de surface antiferromagnétique, envisagée par Pincus [4].

En 1963, Portis [5] a proposé un modèle où il suppose des propriétés magnétiques non uniformes dans l'épaisseur du film : ce modèle est basé sur une variation parabolique de l'aimantation dans le film (figure 7 a). Hirota [6], Davies [7] et Wigen [8] ont complété ce modèle en tenant compte des conditions de « pinning » des spins de surface. Enfin, Schlömann [9] a proposé récemment un modèle utilisant une variation linéaire de l'aimantation dans le film (fig. 7 b). Ces différentes théories, servant de base aux diverses interprétations des résonances d'ondes de spin stationnaires, vont être successivement rappelées.

a Variation parabolique PORTIS



b Variation linéaire SCHLÖMANN

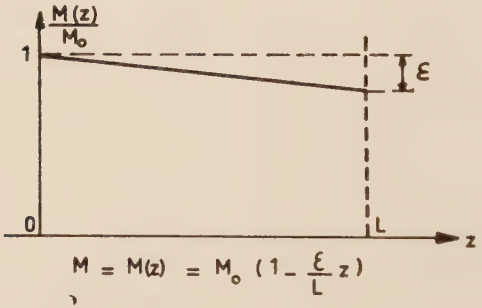


fig. 7

1° THÉORIE DU « SPIN PINNING »

a) *Excitation d'ondes de spin par un champ HF uniforme.*

Kittel a montré le premier qu'il est possible d'exciter des ondes de spin stationnaires dans un film ferromagnétique par un champ HF uniforme. Il suppose des propriétés de l'aimantation uniformes dans le film, sauf à la surface où les spins sont supposés fixés en direction, par des champs d'anisotropie différents de ceux agissant sur les spins intérieurs. Le champ d'anisotropie de surface, mis en évidence par Néel, trouve son origine dans la position géométrique particulière des atomes de surface en ce qui concerne les interactions conduisant à l'énergie magnétocristalline. La symétrie locale d'un spin de surface est plus faible que la symétrie d'un spin interne et on doit s'attendre à ce que dans l'expression de

l'énergie, des termes disparaissent par symétrie à l'intérieur du film, alors qu'ils subsistent en surface. Cette anisotropie de surface peut induire un axe de facile aimantation suivant la normale au plan du film et un plan de difficile aimantation correspondant à la surface du film.

Considérons une chaîne linéaire de N atomes, de longueur L, soumise à un champ magnétique uniforme H_o parallèle à la direction de la chaîne (fig. 8). Les atomes m = 1 et m = N sont en outre soumis à un champ supplémentaire H_a représentant l'anisotropie de surface.

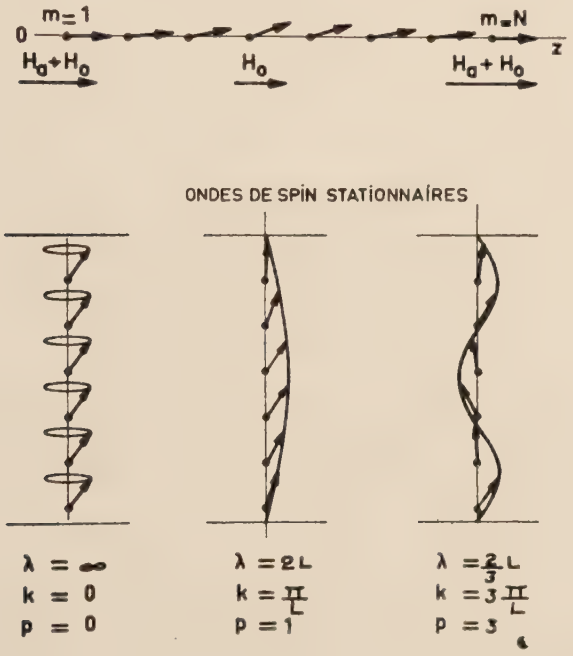


fig. 8

Le mouvement des spins internes est décrit par l'équation :

$$\frac{\delta \vec{S}}{\delta t} = D\,\vec{S} \wedge \nabla^2 \vec{S} + \gamma\,\vec{S} \wedge \vec{H}_o \qquad (1)$$

avec $D = \frac{4\pi J a^2}{h}$ et où $D\,\vec{S} \wedge \nabla^2 \vec{S}$ représente le couple d'échange.

En cherchant pour cette équation des solutions pour $S^{x,y}$ de la forme $e^{i\omega t \pm ikz}$ correspondant à de faibles amplitudes de la composante transversale $S^{x,y}$ de l'aimantation, on obtient :

$$\omega = \frac{4\pi J S}{h} a^2 k^2 + \gamma H_o \qquad (2)$$

Le mouvement du spin m = 1 est décrit par l'équation :

$$\frac{\delta \vec{S_1}}{\delta t} = \frac{4\pi J}{h} \vec{S_1} \wedge \vec{S_2} + \gamma \vec{S_1} \wedge (\vec{H_o} + \vec{H_a}) \qquad (3)$$

ce qui donne, pour la composante S_1^x :

$$\frac{\delta^2 S_1^x}{\delta t^2} = -(\omega_e L - \omega_1)^2 S_1^x$$

avec $L = a \frac{\delta}{\delta z} + \frac{a^2}{2} \frac{\delta^2}{\delta z^2}$; $\omega_e = \frac{4\pi J S}{h}$; $\omega_1 = \gamma (H_o + H_a)$

En choisissant une solution de la forme :

$$S^x = e^{i\omega t} (\alpha \sin k z + \beta \cos k z) \qquad (4)$$

on obtient, pour $z = 0$ et avec les conditions $k a \ll 1$ et $\omega_o \gg \omega_1 \gg \omega$:

$$\frac{\beta}{\alpha} \simeq \frac{2\omega_e ka}{\omega_1} \qquad (5)$$

Pour une énergie d'anisotropie d'un atome de surface de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-1} de l'énergie d'échange isotrope, β/α sera très petit devant 1 tant que le numéro du mode envisagé (donné par $k = p \frac{\pi}{L}$) est inférieur à environ 10 à 100.

On a alors : $$S^x \simeq e^{i\omega t} \alpha \sin kz \qquad (6)$$

ce qui montre que, dans ces conditions, les spins extrêmes soumis à H_a se comportent comme s'ils étaient fixés. Pour des raisons de symétrie, on doit avoir :

$$S^{x,y}(O) = \pm S^{x,y}(L)$$

ce qui donne : $\alpha \sin k L + \beta \cos k L = \pm \beta$

Comme β/α est très petit devant 1, il faut donc :

$$\sin k L \simeq 0 \qquad \cos k L \simeq \pm 1$$

$$\text{d'où : } k = p \frac{\pi}{L} \text{ (p entier quelconque)} \qquad (7)$$

Kittel a déterminé l'amplitude d'excitation des différents modes d'onde de spin par un champ HF uniforme $H_x = h_o e^{i\omega t}$. Il a cherché des solutions de la forme :

$$S^x = e^{i\omega t} \Sigma_p a_p \sin k_p z$$

Les équations du mouvement pour un spin interne sont :

$$\frac{\delta S^x}{\delta t} = -L' S^y \qquad \frac{\delta Sy}{\delta t} = L' S^x + \gamma S H_z$$

avec $L' = D S \frac{\delta^2}{\delta z^2} - \omega_o$ d'où : $\frac{\delta^2 S^x}{\delta t^2} = -L' S^x + \omega_o \gamma S H_z$

ou encore en remplaçant S^x par son expression (8) :

$$\Sigma_p a_p (\omega^2_p - \omega^2) \sin k_p z = \gamma S \omega_o h_o \qquad (9)$$

avec : $\omega_p = D S k^2_p + \omega_o$

Pour déterminer les amplitudes a_p écrivons (9) sous la forme :

$$\int_o^L \Sigma_p a^2_p (\omega^2_p - \omega^2) \sin k_p z \sin k_m z \, dz = \gamma S \omega_o h_o \int_o^L \sin k_m z \, dz$$

d'où

$a_m = 0$ pour m pair

$$a_m = \frac{4 \gamma S \omega_o h_o}{\pi m} \left(\frac{1}{\omega_m^2 - \omega^2}\right) \text{ pour m impair} \qquad (10)$$

Donc, un champ uniforme n'excitera que des modes impairs, c'est-à-dire des modes de longueur d'onde λ telle que

$k_p = \frac{2\pi}{\lambda} = p \frac{\pi}{L}$ avec p impair, les pulsations ω_p de ces modes étant données par la relation :

$$\omega_p = D S k^2_p + \omega_o \qquad (11)$$

Par conséquent, pour une chaîne linéaire d'atomes, de longueur L, les modes d'ondes de spin tendent à avoir des amplitudes de la forme $\sin p \frac{\pi}{L} z$, p étant un entier et l'origine O de Oz étant choisie à l'une des extrémités de la chaîne considérée. Seuls les modes correspondant à un entier p impair auront une interaction avec un champ HF uniforme, parce que le moment magnétique transverse instantané total de ces modes n'est pas nul, celui des modes qui correspondent à un entier pair étant nul.

b) *Excitation d'ondes de spin dans un milieu conducteur.*

Kittel a étudié l'excitation d'ondes de spin dans un milieu ferromagnétique isolant. Pincus a repris cette étude d'une part en calculant la puissance absorbée par chaque mode d'onde de spin dans le cas d'un métal ferromagnétique et d'autre part en considérant le cas d'une couche de surface d'oxyde antiferromagnétique.

Soit H_a un champ agissant sur les spins de surface. L'aimantation transversale peut s'écrire $S^+ = S_x + i S_y$, et en choisissant des solutions de la forme $S^+ = e^{-i\omega t} (\alpha \sin kz + \beta \cos kz)$, on trouve une pulsation ω telle que :

$$\omega = \omega_o + \omega_e a^2 k^2 \qquad (12)$$

avec $\omega_0 = \gamma H_0$ (où H_0 est le champ magnétique interne) et

$$\omega_e = \frac{4\pi J S}{h}$$

Les conditions aux limites (champ H_a appliqué aux spins de surface) s'expriment alors par :

$$\frac{\alpha}{\beta} \simeq \frac{\omega_a}{\omega_e a k} \quad \text{où } \omega_a = \gamma H_a \tag{13}$$

Si $\omega_a \simeq 0{,}1\ \omega_e$, $\frac{\alpha}{\beta} \simeq 10$: les spins de surface se comportent effectivement comme s'ils étaient fixes.

Pincus a montré qu'une couche d'oxyde antiferromagnétique à la surface d'un film métallique peut aussi donner lieu à une anisotropie agissant de façon analogue à l'anisotropie de surface décrite par Néel. Quantitativement, ces nouvelles conditions aux limites se traduisent par :

$$\frac{\alpha}{\beta} \simeq N \frac{\omega_a}{\omega_e ak} \tag{14}$$

où N est le nombre d'atomes de la couche antiferromagnétique. dans la chaîne linéaire d'atomes considérée et où $\omega_a = \gamma H_a$, H_a étant le champ d'anisotropie dans la région antiferromagnétique.

Si $\omega_a \simeq 0{,}1\ \omega_e$ et si $N \simeq 10$ alors $\frac{\alpha}{\beta} \simeq 10^2$.

Donc, même une couche d'oxyde antiferromagnétique très mince peut être efficace pour « fixer » les spins extrêmes d'une chaîne linéaire d'atomes ferromagnétiques.

Dans le cas d'un métal ferromagnétique, une cause d'amortissement des modes d'ondes de spin est leur interaction possible avec les électrons de conduction. Il faut alors résoudre l'équation du mouvement de l'aimantation en tenant compte des équations de Maxwell.

Les équations de Maxwell s'écrivent dans le système C.G.S. :

$$c\ \mathrm{rot}\ \vec{H} = 4\pi\sigma\vec{E} \tag{15}$$

$$c\ \mathrm{rot}\ \vec{E} = -\frac{\delta\vec{H}}{\delta t} - 4\pi\frac{\delta\vec{M}}{\delta t}$$

soit en éliminant $\vec{E}$:

$$\left(\frac{c}{4\pi}\right)^2 \frac{\delta^2\vec{H}}{\delta z^2} = \frac{\sigma}{4\pi}\frac{\delta\vec{H}}{\delta t} + \frac{\sigma M}{S}\frac{\delta\vec{S}}{\delta t} \quad \left(\text{car } \frac{\vec{M}}{M} = \frac{\vec{S}}{S}\right)$$

En choisissant pour $H_{x,y}$ et $S_{x,y}$ des solutions de la forme $e^{i(\omega t - kz)}$, il vient :

$$H_{x,y} = - \frac{4\pi M}{S\left(1 - \frac{i}{2}\frac{c^2}{2\pi\sigma\omega}k^2\right)} S_{x,y} \qquad (16)$$

L'équation du mouvement des spins s'écrit :

$$\frac{\delta \vec{S}}{\delta t} = D\vec{S} \wedge \nabla^2 \vec{S} + \gamma \vec{S} \wedge \vec{H} \qquad (17)$$

soit en la projetant sur Ox et Oy :

$$S_x(\omega_o + \omega_e a^2 k^2) + i\omega S_y = \gamma S H_x$$
$$S_x i\omega - S_y(\omega_o + \omega_e a^2 k^2) = -\gamma S H_y$$

Portons H_x et H_y déduits des équations de Maxwell dans l'équation du mouvement, il vient :

$$S_x\left(\omega_o + \omega_e a^2 k^2 + \frac{4\pi M\gamma}{1 - \frac{i}{2}\delta^2 k^2}\right) + i\omega S_y = 0$$

$$S_x i\omega - S_y\left(\omega_o + \omega_e a^2 k^2 + \frac{4\pi M\gamma}{1 - \frac{i}{2}\delta^2 k^2}\right) = 0 \qquad (18)$$

avec $\delta = \dfrac{c}{\sqrt{2\pi\sigma\omega}}$

Une solution existe si : (19)

$$\omega = \omega_o + \omega_e a^2 k^2 + \frac{4\pi M\gamma}{1 - \frac{i}{2}\delta^2 k^2}$$

Le terme $\dfrac{4\pi M\gamma}{1 - \frac{i}{2}\delta^2 k^2}$ représente un amortissement des modes d'ondes de spin par courants de conduction. Pour des modes de faible longueur d'onde ($\delta k \gg 1$), ce terme d'amortissement est négligeable. Par conséquent, seuls les premiers modes, de grande longueur d'onde, seront affectés.

Pincus a mis ce résultat en évidence en déterminant la courbe d'absorption à partir de la partie réelle de l'impédance de surface dans le cas d'un film de 4.000 Å. La courbe obtenue montre que les modes affectés par le terme d'amortissement par courants de conduction sont ceux pour lesquels $n < 5$.

2° THÉORIES D'AIMANTATION NON UNIFORME.

a) *Cas d'une variation parabolique de l'aimantation.*

Wigen a, le premier, suggéré que les spins de surface pourraient être dans une région d'aimantation plus faible que l'aimantation interne [10]. Portis a proposé ensuite une généralisation du modèle de Wigen en supposant une répartition non uniforme de l'aimantation à l'intérieur de la couche [5]. Il supposait une variation parabolique de l'aimantation à partir du centre du film, soit une loi de variation :

$$M = M(z) = M_o \left(1 - \frac{4\varepsilon}{L^2} z^2\right) \qquad \text{(figure 6 a)}$$

ε traduit le degré de non uniformité de l'aimantation. L'équation du mouvement de l'aimantation peut s'écrire :

$$\frac{\delta \vec{M}}{\delta t} = \gamma \vec{M} \wedge (\vec{H} + C \nabla^2 \vec{M}) \qquad (20)$$

avec $C = \dfrac{2A}{M_o^2}$

Dans cette équation, toutes les composantes de $\vec{M}$ peuvent varier. En particulier $\dfrac{\delta^2 M_z}{\delta z^2} \neq O$. En supposant une variation dans le temps de $e^{-i\omega t}$ et en considérant $M^+ = M_x + iM_y$, l'équation du mouvement de l'aimantation s'écrit :

$$\frac{\delta^2 M^+}{\delta z^2} + \eta^2 M^+ = O \qquad (21)$$

$$\text{avec } \eta^2 \simeq \frac{H_o - H}{C M_o} + \frac{4\varepsilon}{L^2} z^2 \left(\frac{H_o - H}{M_o C} - \frac{4\pi}{C}\right)$$

$$\text{où : } H_o = \omega/\gamma + 4\pi M_o + 8 \frac{C \varepsilon M_o}{L^2}$$

$$\text{En posant : } \lambda = \frac{H_o - H}{C M_o}, \ \eta^2 \text{ s'écrit } \eta^2 = \lambda + \frac{4\varepsilon}{L^2}$$

Pour les premiers modes, on peut négliger λ devant $\dfrac{4\pi}{C}$ car $\dfrac{H_o - H}{C M_o} \ll \dfrac{4\pi}{C}$

$$\text{Dans ce cas : } \eta^2 = \lambda - \alpha^2 z^2 \text{ avec } \alpha = \frac{4}{L}\sqrt{\frac{\pi \varepsilon}{C}}$$

et l'équation du mouvement de l'aimantation s'écrit :

$$\frac{\delta^2 M^+}{\delta z^2} + (\lambda - \alpha^2 z^2)\, M^+ = 0 \qquad (22)$$

C'est l'équation de Schrödinger de l'oscillateur harmonique. Elle peut se mettre sous la forme :

$$-\left(\frac{\delta^2}{\delta \xi^2} - \xi^2\right) M^+ = -\frac{\lambda}{\alpha} M^+ \quad \text{avec } \xi = \sqrt{\alpha}\, z \qquad (23)$$

En faisant l'hypothèse : $\lim_{z \to \infty} M^+ = 0$, c'est-à-dire sans tenir compte de conditions aux limites particulières pour les spins de surface, les fonctions d'ondes solutions sont données par :

$$M^+ = N_n\, e^{-\xi^2/2}\, H_n(\xi) \qquad (24)$$

où les $H_n(\xi)$ sont les polynômes d'Hermite.

La condition de quantification est donnée par :

$$\frac{\lambda}{\alpha} = (2n + 1) \text{ avec n entier}$$

$$\text{soit } H_o - H_n = (n + 1/2)\, \frac{4 M_o}{L} \sqrt{4\pi\varepsilon\, C} \qquad (25)$$

Donc, pour les premiers modes d'ondes de spin (tant que $H_o - H_n \ll 4\pi M_o$), $H_o - H_n$ varie *linéairement* en fonction de n. Portis pense que la variation parabolique de l'aimantation ainsi envisagée peut être due à des inclusions d'oxyde dont la densité augmenterait progressivement à l'approche des surfaces.

b) *Conditions aux limites.*

Davies [7], Hirota [6] et Wigen [8] ont complété la théorie de Portis en étudiant l'influence des conditions aux limites sur les modes d'onde de spin, dans le cas de non uniformité de l'aimantation. La solution générale de l'équation de Schrödinger de l'oscillateur harmonique, lorsque l'on n'utilise pas de conditions particulières, est donnée par les fonctions de Weber. Les polynômes d'Hermite sont les solutions particulières correspondant à $\lim_{\xi \to \infty} M^+(\xi) = 0$.

Si, au lieu de cette condition, on prend comme conditions aux limites les conditions de fixité des spins de surface soit :

$$M^+(\pm \xi_o) = 0 \text{ avec } \xi_o = \sqrt{\alpha}\, \frac{L}{2}$$

on montre, par l'étude du comportement asymptotique des fonctions de Weber solutions de l'équation du mouvement, que :

— d'une part la fonction $H_o - H_n$ varie linéairement avec n pour les premiers modes, mais progressivement, la variation devient quadratique pour les modes de n plus élevé.

— d'autre part le passage du comportement linéaire au comportement quadratique se fait pour des n d'autant plus faibles que le degré d'inhomogénéité ε est plus faible.

Hirota a suggéré que la variation parabolique de l'aimantation pourrait avoir son origine dans des contraintes internes au lieu de provenir d'inclusions d'oxyde, comme le suggérait Portis.

c) *Cas d'une variation linéaire de l'aimantation.*

Schlömann [9] a proposé récemment l'hypothèse d'une variation linéaire de l'aimantation $M(z) = M_o \left(1 - \frac{\varepsilon}{L} z\right)$ (figure 7b).

L'équation du mouvement de l'aimantation est alors :

$$\frac{\delta^2 M^+}{\delta z^2} + (\lambda - az - bz^2) M^+ = 0 \qquad (26)$$

avec $a = \frac{\varepsilon}{L} \cdot \frac{4\pi}{C}$ et $b = \left(\frac{\varepsilon}{L}\right)^2 \cdot \frac{4\pi}{C}$

Cette équation différentielle peut être résolue par les fonctions de Airy, qui ont été tabulées par Smirnov. Sans tenir compte des conditions aux limites, on trouve que la fonction $(H_o - H_n)$ varie linéairement avec n pour les premiers modes, la séparation entre deux modes successifs étant donnée par :

$$\delta H \simeq 1{,}5\ M_o\ C^{1/3} \left(\frac{4\pi\varepsilon}{L}\right)^{2/3} \qquad (27)$$

Pour n beaucoup plus grand, $(H_o - H_n)$ varie bien quadratiquement avec n. Schlömann n'a pas proposé d'hypothèse concernant l'origine physique de cette variation linéaire de l'aimantation dans la couche mince.

CONCLUSION

Deux théories sont donc essentiellement en présence pour l'interprétation des modes d'ondes de spin stationnaires observés dans les couches minces ferromagnétiques :

— la théorie dite de « spin pinning » qui conduit à une loi de dispersion $\omega(k)$ quadratique, sauf pour les premiers modes qui peuvent être perturbés par l'amortissement par courants de conduction.

— la théorie « d'aimantation inhomogène » qui conduit à une loi ω (n) linéaire avec n pour les premiers modes, la loi de variation avec n ne devenant quadratique que pour des modes d'ordre n plus élevé, lorsque l'on tient compte de l'hypothèse de « spin pinning ». Depuis six ans, de nombreux expérimentateurs ont relevé et étudié des spectres de résonance d'ondes de spin

dans des couches minces ferromagnétiques. Les résultats expérimentaux sont expliqués, tantôt par l'hypothèse de spin pinning, tantôt par le modèle d'aimantation inhomogène. Dans l'état actuel des recherches dans ce domaine, aucune certitude n'a encore pu être établie sur la validité de l'une ou de l'autre de ces théories.

II. ÉTUDE ET INTERPRÉTATION DE LA LOI DE DISPERSION

1) RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

L'aimantation à saturation $4\pi M$ et le facteur g ont été déterminés à partir d'expériences de résonance avec champ polarisant parallèlle et perpendiculaire. La constante d'échange A a été déterminée à partir des spectres d'ondes de spin stationnaires avec champ polarisant perpendiculaire. La formule de résonance, valable pour un matériau ferromagnétiuqe isotrope s'écrit (Kittel) :

$$\omega^2 = \gamma^2 [H + (N_x - N_z) M] [H + (N_y - N_z) M] \quad (28)$$

H étant le champ magnétique dirigé suivant Oz,

$\gamma = g \dfrac{e}{2mc}$ et N_x, N_y, N_z sont les facteurs démagnétisants dans les 3 directions Ox, Oy, Oz. Cette formule qui ne tient pas compte des champs d'anisotropie, peut être utilisée pour les films de permalloy où ces champs sont petits devant $4\pi M$.

Avec champ polarisant parallèle, elle devient :

$\omega^2 = \gamma^2 (H_{//} + 4\pi M) H_{//}$ car $N_x = N_z = 0$ $N_y = 4\pi$

Avec champ polarisant perpendiculaire, on a :

$\omega^2 = \gamma^2 (H_\perp - 4\pi M)^2$ car $N_x = N_y = 0$ $N_z = 4\pi$

Ces deux formules permettent de déterminer $4\pi M$ et g.

En effet :

$$4\pi M = H_\perp + H_{//}/2 - (5 H^2_{//}/4 + H_\perp H_{//})^{1/2} \quad (29)$$

$$g = \frac{2mc}{e} \frac{\omega}{(5 H^2_{//}/4 + H_\perp H_{//})^{1/2} - H_{//}/2} \quad (30)$$

Nous avons ainsi déterminé $4\pi M$ et g par la mesure de f, $H_{//}$ et $H_\perp$. Pour les films de permalloy, nous avons trouvé des valeurs de g comprises entre 2,1 et 2,2 et des valeurs de $4\pi M$ comprises entre 10.500 et 11.000 gauss, ceci pour des films de plus de 1.000 Å d'épaisseur.

La constante d'échange A a été déterminée à partir des écarts $H_o - H_n$ donnés par les spectres de résonance d'ondes de spin stationnaires avec champ polarisant perpendiculaire au film (H_o étant le champ magnétique appliqué pour la résonance principale et H_n étant le champ appliqué pour la $n^{ième}$ résonance). Les résultats expérimentaux montrent que ces écarts $H_o - H_n$ ne varient

pas linéairement avec n. En prenant alors une loi de dispersion quadratique, soit $H_o - H_n = \frac{2A}{M} k^2_n$ où $k_n = n \frac{\pi}{d}$, nous avons calculé n pour différentes valeurs de la constante d'échange A. Nous trouvons le meilleur accord avec cette loi quadratique pour $A \simeq 10^{-6}$ erg/cm et ceci pour tous les films présentant des résonances d'ondes de spin ($d \geqslant 600$ Å à 9.000 MHz). Pour ces films, la constante d'échange serait donc indépendante de l'épaisseur. La valeur $A \simeq 10^{-6}$ erg/cm est d'autre part en accord avec celle trouvée par d'autres auteurs pour des couches de même composition et préparées dans des conditions identiques [11], [12], [13].

Toutes les couches minces étudiées présentent des résonances d'ondes de spin très bien définies lorsque le champ polarisant est perpendiculaire au plan du film. L'épaisseur critique expérimentale $d_{c\perp}$, en dessous de laquelle aucune résonance d'onde de spin n'a pu être observée est de 600 Å (à 9GHz). Les spectres de 15 films sont présentés en figures 9 et 10 et les écarts $\delta H_n = H_o - H_n$ sont portés dans le tableau de la figure 11. L'indice n des modes est calculé à partir de la loi de dispersion quadratique $H_n = H_o - \frac{2A}{M} k^2_n$

où $k_n = n \frac{\pi}{d}$ en prenant $A = 10^{-6}$ erg/cm et $4\pi M = 10.500$ gauss

$$\text{Cette loi donne } n = d\sqrt{\frac{M\,(H_o - H_n)}{2\,\pi^2\,A}} \qquad (31)$$

Les films de permalloy étudiés obéissent approximativement à cette loi de dispersion quadratique. Les résultats obtenus sont les suivants :

— les modes pairs semblent aussi bien excités que les modes impairs et en particulier le mode uniforme serait bien excité.

— d'autre part la loi quadratique est parfois perturbée, les indices n calculés n'étant pas toujours entiers. La perturbation affecte une partie du spectre des films d'épaisseur supérieure à 2.000 Å, et, pour une épaisseur donnée supérieure à 2.000 Å, les modes perturbés correspondent à des indices n croissant avec l'épaisseur d.

2) INTERPRÉTATION DU COMPORTEMENT OBSERVÉ

La loi de variation de $H_n - H_o$ en fonction de n, quadratique plutôt que linéaire, met en évidence l'existence d'un « pinning » des spins de surface des couches de permalloy que nous avons étudiées.

a) *Origine du « pinning » des spins de surface.*

Jusqu'ici, deux processus ont été invoqués pour expliquer le « pinning » des spins de surface : l'anisotropie de surface, décrite

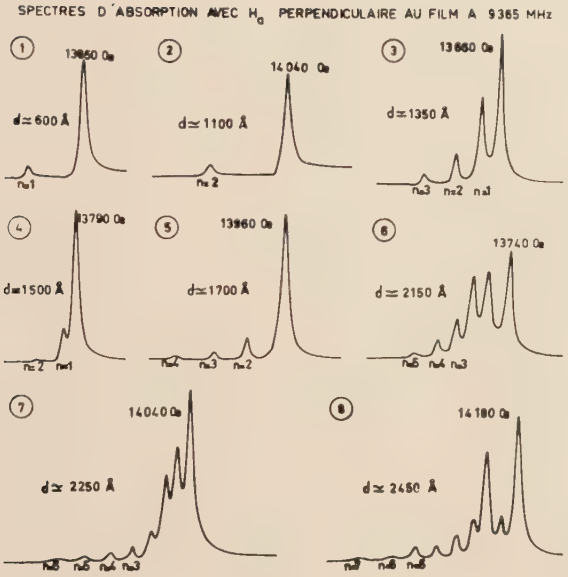

SPECTRES D'ABSORPTION AVEC H_a PERPENDICULAIRE AU FILM A 9365 MHz
1
13950 Oe
d≃600 Å
n=1
2
14040 Oe
d≃1100 Å
n=2
3
13660 Oe
d≃1350 Å
n=3 n=2 n=1
4
13790 Oe
d≃1500 Å
n=2 n=1
5
13960 Oe
d≃1700 Å
n=4 n=3 n=2
6
13740 Oe
d≃2150 Å
n=5 n=4 n=3
7
14040 Oe
d≃2250 Å
n=5 n=5 n=4 n=3
8
14180 Oe
d≃2450 Å
n=7 n=6 n=5

fig. 9

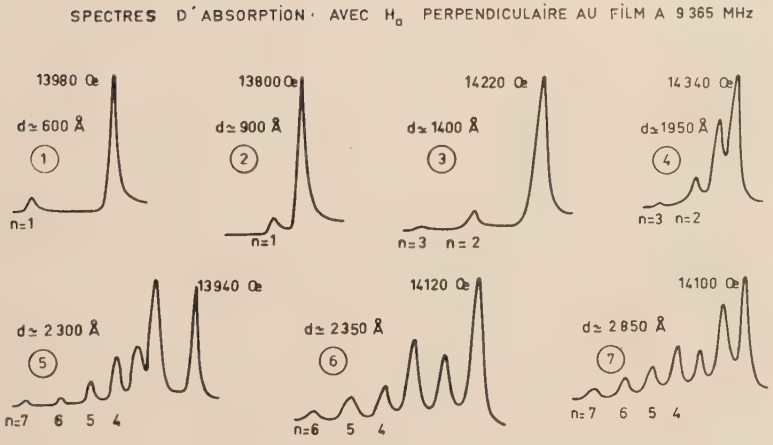

SPECTRES D'ABSORPTION AVEC H_a PERPENDICULAIRE AU FILM A 9365 MHz
13980 Oe
d≃600 Å
1
n=1
13800 Oe
d≃900 Å
2
n=1
14220 Oe
d≃1400 Å
3
n=3 n=2
14340 Oe
d≃1950 Å
4
n=3 n=2
13940 Oe
d≃2300 Å
5
n=7 6 5 4
14120 Oe
d≃2350 Å
6
n=6 5 4
14100 Oe
d≃2850 Å
7
n=7 6 5 4

fig. 10

TABLEAU POUR LA FIGURE 9

Epaisseur Å	600	1100	1350			1500	
$(H_o - H_n)$ en Oe	580	810	1120	540	200	450	130
n calculé	0,92	1,98	2,86	1,99	1,21	2,01	1,08

Epaisseur Å	1700			2150				
$(H_o - H_n)$ en Oe	1470	790	370	1400	900	600	390	210
n calculé	4,11	3,03	2,07	5,09	4,08	3,33	2,68	1,97

Epaisseur	2 250						
$(H_o - H_n)$ en Oe	1780	1220	850	560	350	210	100
n calculé	6,01	4,99	4,13	3,36	2,65	2,06	1,41

Epaisseur Å	2 450							
$(H_o - H_n)$ en Oe	2 100	1 540	1160	850	610	430	310	150
n calculé	7,06	6,05	5,25	4,50	3,81	3,21	2,72	1,89

TABLEAU POUR LA FIGURE 10

Epaisseur Å	600	900	1400	
$(H_o - H_n)$ en Oe	780	250	1040	520
n calculé	1,06	0,91	2,89	2,02

Epaisseur Å	1950			2 300					
$(H_o - H_n)$ en Oe	570	280	120	2240	1640	1160	780	520	330
n calculé	2,94	2,06	1,35	7,02	6,01	5,05	4,15	3,40	2,70

Epaisseur Å	2 350					2 850					
$(H_o - H_n)$ en Oe	1800	1200	750	480	260	1580	1100	760	510	340	160
n calculé	6,15	5,04	3,98	3,18	2,34	7,15	6,00	5,01	4,07	3,32	2,28

fig. 11

par Néel, d'origine purement géométrique, et l'action d'une couche d'oxyde antiferromagnétique. Nous pensons que, pour nos films, un troisième processus pourrait peut-être aussi contribuer à la fixité des spins de surface : c'est une anisotropie normale au plan

du film due à des contraintes internes dans le matériau, étudiée particulièrement par Spain [14] sur quelques uns de nos films et sur des films préparés dans des conditions identiques. Spain [15] a mis en évidence expérimentalement, par l'observation de « stripe domain », l'existence d'une telle anisotropie normale au plan du film, pour des couches de $\lambda\ \sigma$ négatif (λ étant la constante de magnétostriction, σ les tensions) : les films de permalloy que nous avons étudiés se situent précisément dans une zone de composition de $\lambda\ \sigma$ négatif [15]. On peut donc penser que cette anisotropie normale au film pourrait jouer un rôle dans la fixité des spins de surface, à condition toutefois que le champ d'anisotropie résultant soit plus grand en surface qu'à l'intérieur des couches.

b) *Mise en évidence de l'excitation du mode uniforme.*

Nos études expérimentales montrent que le mode uniforme semble bien être excité. En effet, en utilisant des spectres de films assez minces, d'épaisseur inférieure à 1.500 Å, l'indice n des divers modes peut être déterminé sans ambigüité et, pour des spectres de films plus minces encore, inférieurs à 500 Å, un seul mode est excité et son indice (0 ou 1) est alors très facile à déterminer. Pour des films d'épaisseur $d < 1.500$ Å, la loi de dispersion ω (k) quadratique étant vérifiée, on a :

$$\omega_n = \omega_o + \frac{2A}{M} \gamma k^2_n \qquad (32)$$

ou bien encore, à pulsation constante :

$$H_n = H_o - \frac{2A}{M} k^2_n = H_o - \frac{2A}{M} \pi^2 \frac{n^2}{d^2} \qquad (33)$$

Nous avons représenté (fig. 12) le réseau $H = f(d)$ pour $n = 0, 1, 2, 3, 4, 5$ en prenant $H_o = 13.800$ Oe ; $A = 10^{-6}$ erg/cm et $4\pi M =$

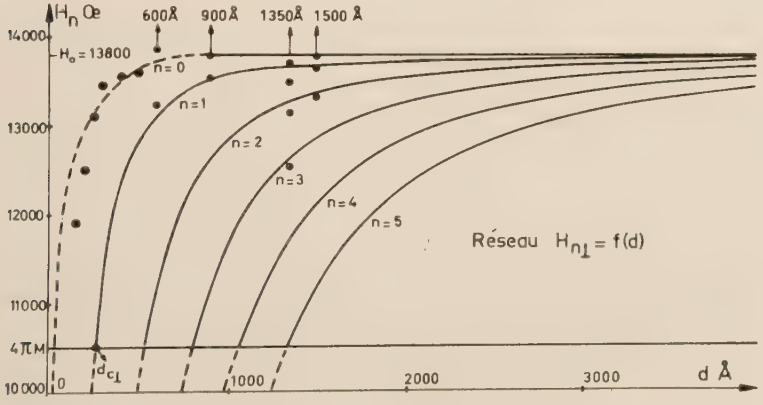


fig. 12

10.500 gauss. Pour le mode n = O, nous avons représenté en pointillé la courbe théorique obtenue en tenant compte de la diminution de l'aimantation à saturation pour les films d'épaisseur d < 500 Å, donnée par Tannenwald [16]. Nous avons indiqué les points expérimentaux correspondant à des films de 500 Å, 400 Å, 300 Å, 250 Å, 200 Å et 150 Å. Tous ces points sont en bon accord avec la courbe théorique du mode n = O, ce qui confirmerait bien pour ces films l'excitation du mode uniforme. Nous avons également indiqué les points expérimentaux correspondant à des résonances multiples obtenues avec des films de 600 Å, 900 Å 1.350 Å et 1.500 Å et nous voyons que les écarts δ H entre les différents modes coïncident bien avec les écarts δ H théoriques obtenus en prenant n = O pour la résonance principale du spectre. Ainsi, les études systématiques que nous avons faites sur des films assez minces mettent en évidence l'excitation du mode uniforme dans ces films.

c) *Interprétation de l'existence des modes observés.*

L'excitation du mode uniforme semble contradictoire avec l'hypothèse d'une forte anisotropie de surface correspondant au « pinning » des spins de surface qui est à l'origine de la nature quadratique de la loi de dispersion, le « pinning » parfait entrainant l'existence d'un « nœud » de précession à la surface du film. Cependant, l'excitation du mode uniforme peut être expliquée par une anisotropie de surface suffisamment irrégulière pour conduire à un « pinning » imparfait ou incomplet. Nous pensons que cette non uniformité est suffisante pour permettre l'excitation du mode uniforme en certaines régions de la couche.

La présence des modes d'indice n pair peut s'expliquer d'une part, par l'existence d'un gradient de champ magnétique hyperfréquence à travers la couche, d'autre part en raison des inhomogénéités de structure telles que des dislocations, de sorte que le moment magnétique transverse instantané total de ces modes n'est plus nul, ce qui rend possible leur excitation.

3) ETUDE DE LA PERTURBATION A LA LOI DE DISPERSION QUADRATIQUE [17].

Expérimentalement, nous avons mis en évidence une perturbation à la loi de dispersion quadratique, perturbation affectant des modes d'indice n d'autant plus élevé que l'épaisseur est plus grande.

Nous donnons une interprétation qui rend très bien compte de ces observations et permet en particulier d'expliquer de façon simple l'évolution de la perturbation étudiée avec l'ordre des modes et avec l'épaisseur des films envisagés. Cette interprétation qualitative tient compte des phénomènes de conduction dans les films de permalloy. Elle est par conséquent équivalente à l'interprétation quantitative des mêmes phénomènes faite par Pincus [4], mais elle permet de suivre plus facilement l'évolution des phénomènes physiques en présence. Un matériau conducteur est classiquement caractérisé

par une profondeur de pénétration finie des ondes électromagnétiques. A cet effet, correspond une variation du champ magnétique h de la forme $h = h_o \exp (1 + j)\ z/\delta$ où $\delta = (\pi\ \mu\ \sigma\ f)^{-1/2}$ est appelé profondeur de pénétration, σ étant la conductivité du matériau et μ la perméabilité, (μ varie avec le champ polarisant). δ dépendant de μ varie donc avec le champ polarisant H et peut ainsi varier de quelques milliers d'angströms (hors résonance) à quelques centaines d'angströms (à la résonance) pour un film donné [18]. L'expression du champ h montre que d'une part son amplitude décroît de h_o à h_o/e entre $z = O$ et $z = \delta$, et que d'autre part, sa phase varie de 0 à 2 π lorsque z varie de 0 à 2 $\pi\ \delta$: on peut lui associer une pseudo-longueur d'onde $\lambda_{em} = 2\ \pi\ \delta$. Dans un champ h uniforme, les conditions de précession des spins seraient les suivantes : amplitudes nulle à $z = O$ et $z = d$ (anisotropie de surface) et aux nœuds de vibration des modes propres. Bien que non parallèles entre eux, les spins restent dans un même plan à chaque instant (exemple mode $n = 1$, figure 13 a).

figure 13a

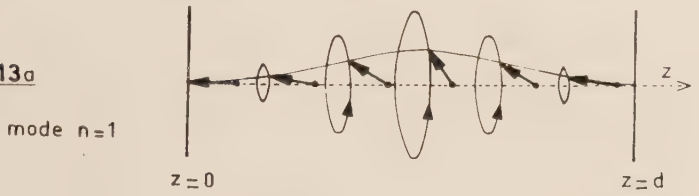
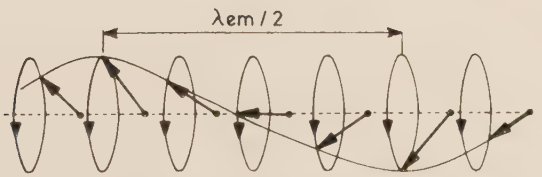


figure 13b



La décroissance de h_o ne modifie pas notablement ces oscillations propres du film. Par contre, la variation de phase de h induit un déphasage des spins (figure 13 b) : ceux-ci ne restent plus dans un même plan. L'addition au couple d'échange de ce couple électromagnétique de phase variable avec z produit un mode d'oscillation qui est une combinaison d'un mode d'oscillation propre et d'un mode d'oscillation forcée de longueur d'onde λ_{em} variable avec le champ polarisant H. Les conditions aux limites de surface étant fixes, cela doit entraîner une modification des pulsations propres ω_n du film. On observe habituellement pour un film d'épaisseur moyenne (2.000 à 3.000 Å) une perturbation de la position des raies pour les modes voisins de la résonance principale. La présence du couple électromagnétique de phase variable explique que seuls certains modes soient ainsi affectés. En effet, pour un *film assez mince*, d'épaisseur comprise entre d_{crit} et une valeur de d encore petite devant δ à la résonance ($d_c < d < \delta$ rés.), cet effet est négligeable et le spectre ne doit pas être perturbé, ce qui est

confirmé par les spectres 1 à 5 de la figure 9 et les spectres 1 à 3 de la figure 10. Pour un *film dont l'épaisseur est comprise* entre δ à la résonance et δ loin de la résonance (δ rés. $<$ d $<$ δ hors rés.), seuls les premiers modes sont perturbés puisque, λ_{em} à la résonance étant du même ordre de grandeur que d, les modes affectés seront ceux dont le λ_n n'est pas très petit devant λ_{em}. Loin de la résonance λ_{em} devient grand devant d et le spectre n'est plus perturbé (spectres 6 et 7 de la figure 9 et spectre 4 de la figure 10). *Lorsque l'épaisseur croît* le nombre de modes perturbés augmente ; (spectre 8 de la figure 9 et spectres 5 à 7 de la figure 10), les modes sont perturbés jusqu'à n = 4 et 5.

En conclusion, la perturbation à la loi de dispersion quadratique s'explique donc par l'action de ce couple électromagnétique qui montre que la perturbation est essentiellement fonction de l'épaisseur du film par rapport à la profondeur de pénétration.

III. ÉTUDE DU NOMBRE DE MODES D'ONDES DE SPIN STATIONNAIRES EXCITÉS

a) *Loi de dispersion en champ polarisant parallèle et perpendiculaire* [19].

L'équation de dispersion des ondes de spin pour un échantillon de forme ellipsoïdale aimanté suivant son axe de révolution Oz s'écrit classiquement :

$$\left(\frac{\omega_k}{\gamma}\right)^2 = \left(H_i + \frac{2A}{M} k^2\right)\left(H_i + \frac{2A}{M} k^2 + 4\pi M \sin^2 \theta_k\right) \qquad (35)$$

H_i étant le champ magnétique interne

θ_k étant l'angle entre $\vec{H_i}$ et la direction de propagation de l'onde de spin de vecteur d'onde $\vec{k}$.

Si le champ magnétique est perpendiculaire au plan du film, pour les ondes de spin de $\theta_k = 0$, l'équation de dispersion s'écrit :

$$\frac{\omega_k}{\gamma} = H_i + \frac{2A}{M} k^2 \text{ avec } H_i = H_a - 4\pi M \qquad (36)$$

où H_a est le champ appliqué.

Si le champ magnétique est parallèle au plan du film, pour les ondes de spin de $\theta_k = \frac{\pi}{2}$, l'équation de dispersion s'écrit :

$$\left(\frac{\omega_k}{\gamma}\right)^2 = \left(H_i + \frac{2A}{M} k^2\right)\left(H_i + \frac{2A}{M} k^2 + 4\pi M\right) \qquad (37)$$

avec $H_i = H_a$.

Etudions ces deux formes de la loi de dispersion à pulsation d'entretien fixe $\omega_k = \omega$ et à champ appliqué H_a variable :

En champ polarisant perpendiculaire on a :

pour $k = O$, $H_a = H_o$ et $\frac{\omega}{\gamma} = H_o - 4\pi M$

pour $k = k_n$, $H_a = H_n$ et $\frac{\omega}{\gamma} = H_n - 4\pi M + \frac{2A}{M} k_n^2$

d'où : $H_n = H_o - \frac{2A}{M} k_n^2$.

En champ polarisant parallèle on a :

pour $k = O$, $H_a = H_o$ et $\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H_o (H_o + 4\pi M)$

pour $k = k_n$, $H_a = H_n$ et $\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = \left(H_n + \frac{2A}{M} k_n^2\right)$

$$\left(H_n + 4\pi M + \frac{2A}{M} k_n^2\right)$$

d'où : $H_n = H_o - \frac{2A}{M} k_n^2$.

On voit qu'en champ polarisant parallèle ou perpendiculaire, l'écart $H_o - H_n$ entre le champ appliqué qui produit la résonance principale (soit H_o) et celui qui produit la nième résonance d'onde de spin (soit H_n), est donné par la même expression :

$$H_n = H_o - \frac{2A}{M} k_n^2 \qquad (38)$$

b) *Interprétation du nombre de modes excités en champ polarisant parallèle.*

La loi de dispersion en champ est tout à fait semblable dans les deux cas de polarisation, et en conséquence des spectres

d'absorption analogues devraient être obtenus ; or expérimentalement, sur les 60 couches minces étudiées, 12 seulement présentent des résonances secondaires avec champ polarisant parallèle. Les spectres de 6 films sont présentés sur la figure 14. L'épaisseur critique expérimentale $d_{c//}$ au-dessous de laquelle aucune résonance secondaire n'a pu être relevée est de 1.000 Å (à la fréquence de 9 GHz à laquelle les expériences ont été faites). La loi de variation de $(H_n - H_n)$ en fonction de n n'a pu être déterminée : les écarts δH entre les résonances semblent varier de façon aléatoire pour un film donné et d'un film à l'autre.

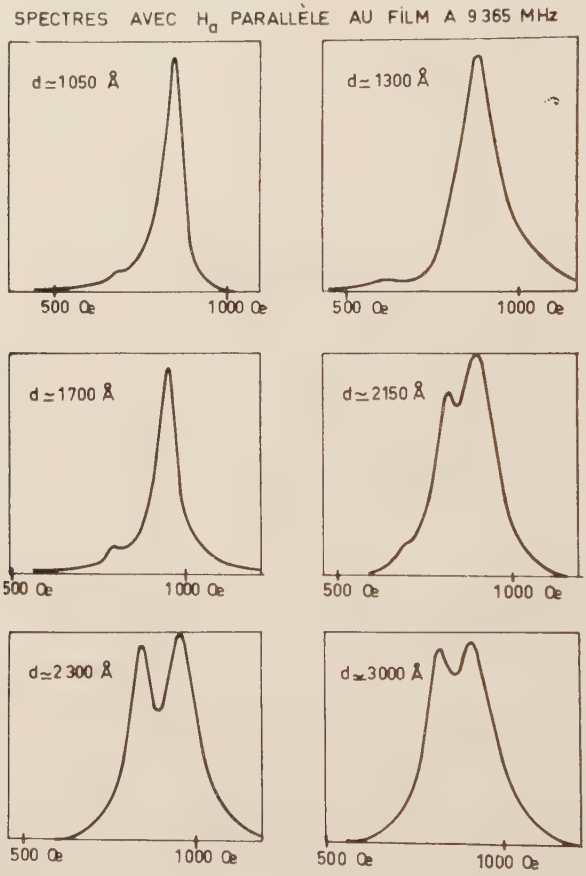


fig. 14

Plusieurs raisons peuvent être invoquées pour expliquer ce comportement :

1° Si nous construisons un réseau de dispersion quadratique $H_n = f(d)$ semblable à celui de la figure 12 dans le cas de champ polarisant parallèle au plan du film (fig. 15), nous voyons que dans ce cas, H_n ne peut varier qu'entre 0 et 900 Oe dans nos conditions expérimentales. La droite $H_n = 0$ définit donc une épaisseur critique $d_{c//}$ toujours plus grande que $d_{c\perp}$. Ici par exemple, $d_{c//}$ est de l'ordre de 500 Å au lieu de 250 Å pour d_c ⊥ Il est donc logique, pour une couche d'épaisseur donnée, d'observer moins de modes de résonance en champ parallèle qu'en champ perpendiculaire.

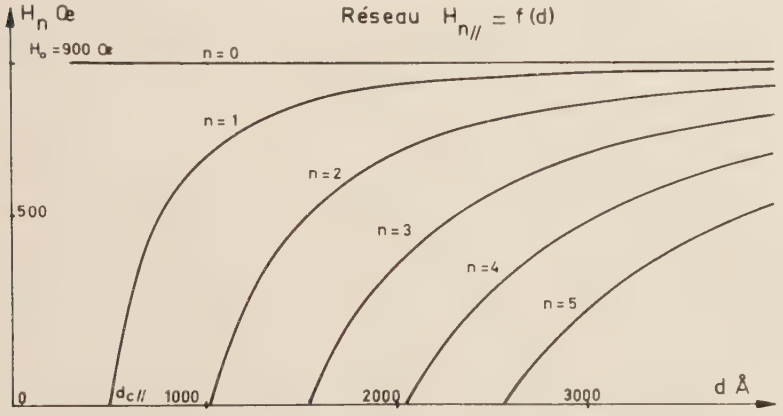


fig.15

2° Pincus [4] a montré par le calcul, que la puissance absorbée par des modes d'ondes de spin stationnaires en champ polarisant parallèle est plus faible qu'en champ polarisant perpendiculaire. Le rapport des puissances absorbées est :

$$\frac{1}{2}\left[1 + \frac{(\omega_o + \frac{2A}{M} k^2)^2}{(\omega_o + \frac{2A}{M} k^2 + 4\pi\gamma M)^2}\right] \qquad (39)$$

c) *Interprétation du nombre de modes excités en fonction de l'épaisseur en polarisation perpendiculaire.*

L'expression $n = d\sqrt{\frac{M(H_o - H_n)}{2\pi^2 A}}$ indique aussi le nombre

de modes n maximal que peut présenter un film d'épaisseur d, H_n ne pouvant être inférieur à 4 π M, valeur correspondant au champ démagnétisant en champ polarisant perpendiculaire. Nous avons tracé la droite théorique n_{max} (d) au-dessus de laquelle aucun point de coordonnées (n, d) ne doit se trouver (figure 16 a). Cette

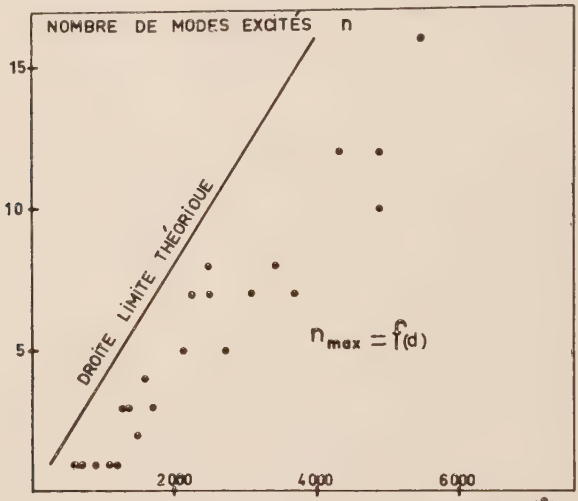


fig.16 a

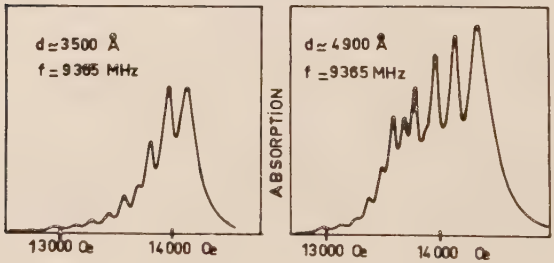


fig.16 b

droite définit aussi une épaisseur critique d_c au-dessous de laquelle il ne peut s'établir d'ondes de spin stationnaires. Avec n = 1, A $\simeq 10^{-6}$ erg/cm, 4 π M $\simeq$ 10.500 G, on trouve $d_c \simeq$ 250 Å. Sur le graphique n = f (d) (figure 16 a), nous avons porté les points expérimentaux représentant le nombre de modes excités en plus du mode principal, en fonction de l'épaisseur, pour une vingtaine de films. Le nombre de modes excités croît bien régulièrement avec l'épaisseur. Enfin, pour des films épais (de l'ordre de 6.000 Å), le nombre de modes excités est très grand mais l'écart δH entre les raies devient très faible. Ces modes deviennent de moins en moins séparables. Ils contribuent alors à augmenter la largeur de raie de la résonance principale (figure 16 b).

d) *Interprétation du nombre de modes excités en fonction de la fréquence.*

Le nombre de modes excités augmente avec la fréquence, aussi bien en polarisation parallèle que perpendiculaire (fig. 17). Ceci est parfaitement en accord avec la variation de l'épaisseur critique en fonction de la pulsation d'excitation ω, épaisseur en-dessous de laquelle ne peuvent s'établir d'ondes de spin stationnaires. A partir des lois de dispersion ω (k) en champ polarisant parallèle et perpendiculaire, on obtient, dans le cas perpendiculaire :

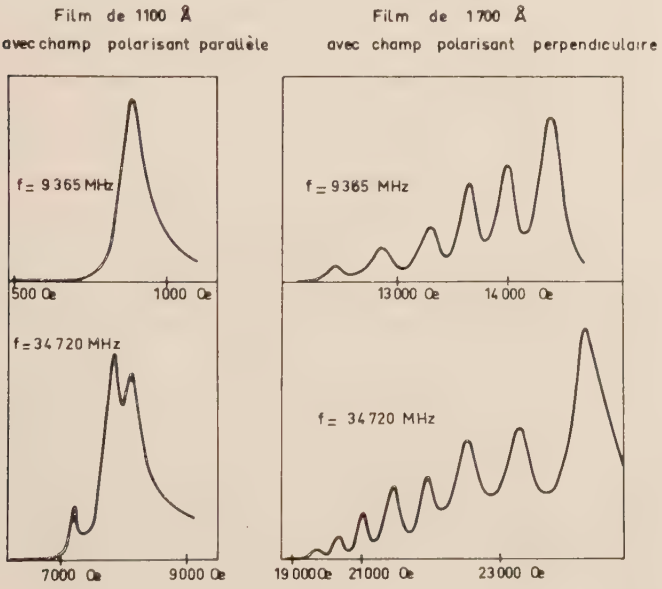


fig.17

$$d_{e\perp} = \left[\left(\frac{2A\,\pi^2}{M}\,\gamma\right)\frac{1}{\omega}\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (40)$$

et dans le cas parallèle :

$$d_{e//} = \left[\left(\frac{2A\,\pi^2}{M}\,\gamma\right) \times \frac{1}{-2\,\pi\,M\,\gamma + \left[(2\,\pi\,M\,\gamma)^2 + \omega^2\right]^{\frac{1}{2}}}\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (41)$$

Les variations de $d_{e\perp}$ et $d_{e//}$ en fonction de la fréquence sont représentées à la figure 17 en prenant $A = 10^{-6}$ erg/cm, $4\,\pi\,M = 10.500$ gauss et $n = 1$. En dessous de 300 Å, les courbes sont représentées en pointillé, car à partir de cette valeur, l'épaisseur

critique augmente en raison de la décroissance de l'aimantation à saturation du matériau ; cette décroissance entraîne une légère augmentation de l'épaisseur critique. Les épaisseurs critiques des modes d'ordre n supérieurs à 1 seraient obtenues directement en multipliant par n l'épaisseur critique du mode n = 1 représentée figure 18. L'examen de ces courbes confirme bien que le nombre

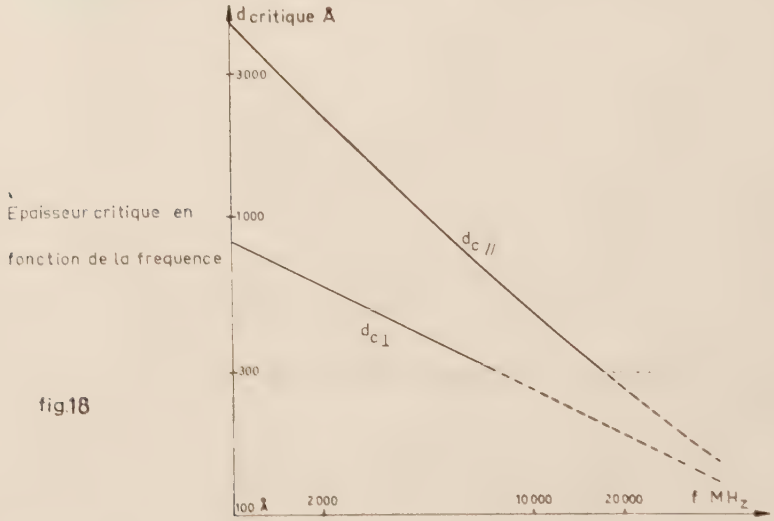


fig.18

de modes excités augmente avec la fréquence, et que $d_{c\,//}$ est toujours supérieur à $d_{c\,\perp}$, cette différence s'accentuant même vers les basses fréquences. Les expressions de d_c que nous avons ainsi établies expliquent parfaitement un grand nombre d'observations expérimentales faites par les auteurs suivants :

Chen et Morrish n'ont pu observer de résonances secondaires en champ polarisant parallèle à 24.000 MHz au-dessous de 400 Å [20].

Hasty a observé, en augmentant la fréquence de 10 à 100 MHz, l'apparition de résonances secondaires en champ polarisant perpendiculaire à partir de 50 MHz [21].

Nisenoff et Terhune ont observé en champ polarisant parallèle une forte variation d'intensité des modes excités entre 9.800 MHz et 32.000 MHz pour des films de l'ordre de 1.200 Å [22].

D'autre part, il est logique d'observer une variation, en intensité et en nombre des modes excités, beaucoup plus rapide en champ parallèle qu'en champ perpendiculaire lorsque la fréquence augmente, car le rapport des puissances absorbées par les modes

d'ondes de spin en champ parallèle et en champ perpendiculaire tend vers 1 lorsque la fréquence augmente :

$$\frac{1}{2}\left[1 + \frac{(\omega_0 + \frac{2A}{M} k^2)^2}{(\omega_0 + \frac{2A}{M} k^2 + \gamma 4\pi M)^2}\right] \quad \rightarrow 1 \text{ quand } \omega_0 \text{ devient grand.}$$

Ceci est en accord avec nos résultats expérimentaux (figure 14) et avec ceux de Nisenoff et Terhune [22].

CONCLUSION DE L'ÉTUDE DES MODES D'ONDES DE SPIN STATIONNAIRES

Ces dernières années, de nombreux chercheurs ([23] à [31]) ont étudié les phénomènes d'excitation d'ondes de spin stationnaires dans les couches minces ferromagnétiques. L'observation de ces modes stationnaires a d'abord été considérée comme un moyen direct de détermination de l'intégrale d'échange. Malheureusement, les divergences entre les résultats expérimentaux obtenus ont montré que les propriétés physiques, à l'origine de ces phénomènes, étaient encore assez mal connues.

Pour notre part, nous avons d'abord étudié systématiquement les spectres d'ondes de spin stationnaires d'un grand nombre de films pour lesquels nous avons obtenu les résultats suivants:

— une loi de dispersion ω (k) quadratique avec excitation du mode uniforme et des modes pairs,

— une perturbation à cette loi de dispersion quadratique, essentiellement fonction de l'épaisseur,

— une variation du nombre de modes excités en fonction de la direction du champ polarisant, de l'épaisseur et de la fréquence.

Nous avons ensuite interprété ces diverses observations expérimentales. Il est suggéré l'influence possible d'un processus qui pourrait contribuer au mécanisme de « pinning » des spins de surface : c'est une anisotropie normale au plan du film induite par les contraintes internes [15]. La perturbation à la loi de dispersion quadratique est interprétée de façon qualitative par l'influence des phénomènes de conduction : elle met en évidence l'action d'un couple électromagnétique montrant que la perturbation est essentiellement fonction de l'épaisseur du film par rapport à la profondeur de pénétration. Enfin, une étude appro-

fondie de la loi de dispersion a permis d'expliquer la variation du nombre de modes excités, en fonction de différents paramètres : la notion « d'épaisseur critique », que nous avons introduite, rend particulièrement bien compte des phénomènes observés en fonction de la fréquence.

Ces études nous ont permis, d'une part de préciser certaines idées théoriques concernant la loi de dispersion $\omega(k)$, et d'autre part de connaître les caractéristiques, en résonance ferromagnétique, des couches minces étudiées, ce qui était nécessaire pour l'étude du comportement des films à forte puissance.

Troisième Partie

ONDES DE SPIN PROGRESSIVES

I. THÉORIES GÉNÉRALES

En général, des ondes de spin progressives peuvent être excitées à partir du mouvement de précession uniforme de l'aimantation par des mécanismes de couplage entre le mode uniforme et certaines ondes de spin. Ces mécanismes de couplage sont essentiellement de deux sortes :

— les irrégularités du réseau magnétique qui agissent comme des centres de « dispersion » (imperfections, inhomogénéités),

— les non-linéarités des équations du mouvement de l'aimantation qui font apparaître des phénomènes d'instabilité de l'aimantation.

Nous allons rappeler, dans la mesure où ils intéressent notre étude, les résultats essentiels, dus principalement à Suhl et à Schlömann.

1) *Relaxation linéaire par ondes de spin dégénérées.*

Considérons un système de spins précessant uniformément : s'il n'est pas tenu compte de l'énergie rayonnée, l'énergie de ce système se transforme en vibrations du réseau et apparaît finalement sous forme de chaleur. On peut par exemple écrire l'équation du mouvement de l'aimantation sous la forme de Bloch-Bloembergen :

$$\left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right)_{x,y} = \gamma\,(\vec{M} \wedge \vec{H})_{x,y} - \frac{M_{x,y}}{T_2}$$

$$\left(\frac{d\vec{M}}{dt}\right)_{z} = \gamma\,(\vec{M} \wedge \vec{H})_{z} - \frac{M_z - M_0}{T_1} \qquad (42)$$

où T_1 est le temps de relaxation spin-réseau et T_2 le temps de relaxation spin-spin. T_2 est donné par la largeur de raie globale $T_2 = 2/\gamma \triangle H$.

Clogston, Suhl, Walker et Anderson [32] ont étudié le transfert d'énergie du mode uniforme au « réservoir » d'ondes de spin et ils ont montré que le spectre d'ondes de spin joue un rôle important pour cette transformation de l'énergie. Ils ont mis en évidence l'existence d'un couplage entre le mode de précession uniforme et les ondes de spin de même fréquence. Ce couplage serait dû à des irrégularités dans le réseau magnétique, agissant comme des « centres de dispersion » à partir desquels le mode uniforme se transforme en ondes de spin de même fréquence situées dans le spectre d'ondes de spin donné par :

$$\omega\,(k) = [(\omega_0 - N_z\,\omega_m + \omega_{ex}\,a^2\,k^2)\,(\omega_0 - N_z\,\omega_m + \omega_{ex}\,a^2\,k^2 + \omega_m \sin^2\theta_k)]^{\frac{1}{2}} \qquad (43)$$

pour un ellipsoïde aimanté suivant son axe de révolution Oz. Ainsi, il peut y avoir un grand nombre d'ondes de spin de fréquences voisines de celle ω_r du mode uniforme de Kittel, mais de longueurs d'onde $\lambda_k = \frac{2\pi}{k}$ et d'angles de propagation θ_k différents.

Ces idées ont été parfaitement confirmées expérimentalement :

— Buffler [33] a mis en évidence un maximum de la largeur de raie en fonction de la fréquence lorsque ω_r (donné par $\omega_r = \omega_0 - (N_z - N_t)\,\omega_m$) se trouve au point $(k = 0\,;\ \theta_k = \frac{\pi}{2})$ c'est-à-dire lorsqu'un nombre maximum d'ondes de spin du spectre $\omega\,(k)$ est dégénéré avec le mode uniforme : des ondes de spin de même fréquence que le mode uniforme sont donc excitées aux dépens du mode uniforme et ce transfert d'énergie se manifeste par un élargissement de la raie de résonance.

— Le Craw, Spencer et Porter [34] ont montré expérimentalement que la largeur de raie augmente avec la dimension des imperfections qui constituent bien des centres de dispersion à l'origine du transfert de l'énergie du mode uniforme aux modes d'ondes de spin dégénérés.

— Buffler [33] enfin a montré que la largeur de raie ne présente plus de maximum en fonction de la fréquence dans un cristal très bien poli, dans une bande de fréquence où le nombre d'ondes de

spin de k donnés est constant. Ceci montre que le couplage du mode uniforme aux modes d'ondes de spin dégénérés est fonction de la longueur d'onde de l'onde de spin : ainsi une onde de longueur d'onde comparable ou plus faible que la dimension d'une imperfection interagit plus efficacement qu'une onde de très grande longueur d'onde.

A faible amplitude de champ d'entraînement HF les irrégularités du réseau magnétique constituent donc un mécanisme de couplage de la précession uniforme aux ondes de spin de même fréquence. Nous allons voir maintenant comment, lorsque l'amplitude du champ d'entraînement HF est augmentée, des phénomènes non linéaires apparaissent et fournissent un autre mécanisme de couplage de la précession uniforme aux modes d'ondes de spin de même fréquence, ou de fréquence moitié.

2) *Phénomènes d'instabilités à forte puissance dans un disque mince aimanté transversalement.*

a) *Influence du champ démagnétisant.*

Anderson et Suhl [35] ont mis en évidence l'effet du champ démagnétisant sur l'apparition d'instabilités pour un disque mince aimanté transversalement. Dans ce cas particulier, une petite perturbation δM_z de M induit une variation $4\pi(\delta M_z)$ du champ démagnétisant : l'aimantation totale étant conservée ($M_o^2 = M_z^2 + M_t^2$) cela entraîne une nouvelle variation $\delta M_z'$ de M_z. Si $\delta M_z'/\delta M_z$ est plus grand que 1, la perturbation croîtra spontanément. La conservation de l'aimantation totale s'écrit :

$M_z = (M_o^2 - M_t^2)^{1/2}$ où $M_t^2 = M_x^2 + M_y^2$ (M_o est l'aimantation à saturation à la température considérée).

A partir de la susceptibilité, on a d'autre part :

$$|M_t|^2 = \frac{M_o^2 (\gamma h)^2}{(\omega_r - \omega)^2 + 1/T_2^2} \quad \text{où h est l'amplitude du champ HF.} \tag{44}$$

Enfin pour un disque mince aimanté transversalement :

$$\omega_r = \gamma (H_o - 4\pi M_z) = \omega_o - \omega_m m_z \text{ où } m_z = \frac{M_z}{M_o}. \tag{45}$$

En combinant ces trois équations, il vient pour m_z :

$$m_z \simeq 1 - \frac{1/2 (\gamma h)^2}{[\omega - (\omega_o - \omega_m m_z)]^2 + 1/T_2^2} \tag{46}$$

Cette équation montre que, pour une pulsation ω légèrement supérieure à $\omega_r = \omega_o - \omega_m m_z$, une petite diminution δm_z de m_z entraine une nouvelle valeur $\delta m'_z$ de la diminution de m_z. Si $\delta m'_z/\delta m_z$ est plus grand que 1, une instabilité apparaît jusqu'à ce qu'un nouveau régime permanent soit atteint. L'instabilité peut

être représentée par la courbe φ (H) de la figure 19 (φ est l'angle du cône de précession). Anderson et Suhl [35] ont calculé le seuil d'instabilité h critique pour lequel la courbe d'absorption devient à valeurs triples, en différenciant l'équation donnant m_z et en cherchant la condition pour laquelle $\delta m'_z/\delta m_z \geqslant 1$. Ils ont obtenu :

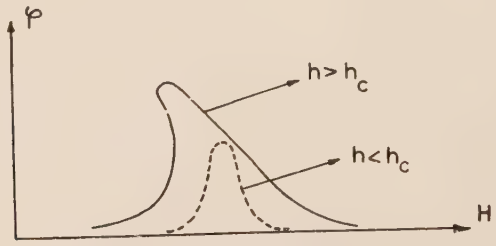


Fig. 19

$$h_{\text{critique}} = \Delta H \sqrt{\frac{1{,}54\ \Delta H}{4\ \pi\ M}} \qquad (47)$$

Ces phénomènes d'instabilité apparaissant au-dessus du champ critique sont classiquement connus sous le nom d'effet « foldover ».

b) *Phénomènes d'instabilités des modes d'ondes de spin stationnaires.*

Kaplan [36] a calculé les champs critiques d'instabilité des ondes de spin stationnaires à forte puissance pour un disque mince ferrimagnétique. Il utilise l'équation du mouvement de l'aimantation :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma\ (\vec{M} \wedge \vec{H}_{eff}) + 1 \text{ terme d'amortissement}$$

où $\vec{H}_{eff} = \vec{H}_{appl} + \vec{H}_{demagn} + \vec{H}_{ech}$

$\vec{H}_{appl} = i\ H_1 \cos \omega t + j\ H_1 \sin \omega t + k\ H_o$

$\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$, vecteurs unitaires de Ox, Oy, Oz respectivement.

$\vec{H}_{demagn} = -\ 4\ \pi\ \vec{M}_z$

$$\vec{H}_{echange} = a^2\ \vec{H}_{ex}\ \frac{\vec{\nabla^2 M}}{M_o} \quad \left(\text{où } H_{ex} = \frac{2\ A}{Ma^2}\right)$$

En ne considérant que les ondes de spin de direction de propagation Oz et en se plaçant dans le cas de pinning parfait, il écrit [4] :

$$\alpha = \alpha_k \sin k z = \frac{M^+}{M_o} \qquad (48)$$

$$\text{où } M^+ = M_x + i M_y \text{ et } k = n \frac{\pi}{L}$$

Il vient : $H^+ = he^{-i\omega t} - H_{ex} a^2 k^2 \alpha_k \sin k z \qquad (49)$

$$H_z = H_o - 4 \pi M_z + H_{ex} a^2 \nabla^2 \frac{M_z}{M_o} \qquad (50)$$

En utilisant la loi de conservation de l'aimantation sous la forme :

$$\frac{M_z}{M_o} = \left(\frac{1 - M_x^2 - M_y^2}{M_o^2} \right)^{\frac{1}{2}} = a_z \simeq 1 - 1/2 \ \alpha \ \alpha^*$$

ou encore $a_z \simeq 1 - \varphi_k (1 - \cos 2 k z)$ avec $\varphi_k = \frac{1}{4} \alpha_k \alpha_k^*$

et en portant ces résultats dans l'équation du mouvement, on obtient :

$$\varphi_{kn} = \frac{\frac{1}{4} \left(\frac{4}{n \pi}\right)^2 \omega_1^2 \left(1 - \frac{4}{3} \varphi_{kn}\right)^2}{\left[\omega - \omega_o - \omega_{ex} a^2 k_n^2 - \frac{3}{2} \varphi_{kn} (\omega_m + \frac{1}{3} \omega_{ex} a^2 k_n^2)\right]^2 + \Delta^2_{kn}}$$

(51)

où $\omega_1 = \gamma h \quad \omega_{ex} = \gamma H_{ex} \quad \omega_m = 4 \pi M_o \gamma \quad \omega_o = \gamma (H_o - 4 \pi M_o)$

et où une largeur de raie phénoménologique notée $\frac{\Delta_{kn}}{\gamma}$ ou $\frac{\Delta_n}{\gamma}$ a été introduite pour chaque mode d'onde de spin stationnaire de vecteur d'onde k_n. C'est une équation du 3e degré en φ_k avec une ou trois racines réelles. Pour $\omega_1 = \gamma h$ petit, il y aura une seule racine réelle. A partir d'une certaine valeur critique de ω_1,

il y aura 3 racines réelles. C'est l'effet « foldover » pour chaque résonance d'onde de spin : le champ critique obtenu est donné par l'expression :

$$(\gamma h_n)^2_{crit} = \frac{\Delta_n^3 \, n^2 \pi^2}{9 \sqrt{3 \left(\omega_m + \frac{1}{3} \omega_{ex} a^2 k_n^2\right)}} \qquad (52)$$

Comme par ailleurs :

$$\Delta_n = \gamma \Delta H_n, \; \omega_m = 4 \pi M_o \gamma, \; \omega_{ex} a^2 = \gamma \frac{2A}{M_o}, \; k_n = n \frac{\pi}{L}, \qquad (53)$$

il vient : $h_{n\ critique} = \frac{\Delta H_n . n . \pi}{3} \sqrt{\frac{\Delta H_n}{\sqrt{3 \left[4 \pi M_o + \frac{1}{3} \cdot \frac{2A}{M} \cdot \frac{n^2 \pi^2}{L^2}\right]}}}$

La détermination expérimentale de $h_{n\ critique}$ devrait donc permettre d'atteindre la largeur de raie ΔH_k de chacun des modes d'ondes de spin stationnaires. Kaplan a aussi effectué le calcul dans le cas de pinning imparfait : les phénomènes sont identiques. Les champs critiques sont alors fonction de g, degré d'imperfection de pinning défini par :

$$\alpha = \alpha_k (\sin k z + g \cos k z) \qquad (54)$$

et les expressions trouvées sont plus complexes.

3) *Phénomènes non linéaires dans le cas général : théorie de Suhl* [37].

Pour un échantillon de forme quelconque, il ne suffit plus de tenir compte uniquement du champ démagnétisant global pour expliquer les phénomènes d'instabilités. Les champs démagnétisants internes des ondes de spin sont en partie à l'origine de l'excitation et de la croissance des instabilités. Il est nécessaire de tenir compte aussi des champs d'échange des ondes de spin pour expliquer complètement les phénomènes non linéaires observés. Suhl utilise l'équation du mouvement de l'aimantation comprenant le terme d'amortissement de Gilbert :

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma (\vec{M} \wedge \vec{H}) - \frac{\alpha}{|M|} \vec{M} \wedge \frac{d\vec{M}}{dt} \qquad (55)$$

où $\vec{H} = \vec{i}. Hi + \vec{h} e^{j\omega t}$.

Le champ interne H_i comprend le champ continu appliqué, le champ démagnétisant associé aux ondes de spin et le champ d'échange correspondant à la variation spatiale des spins dans les modes d'ondes de spin. L'aimantation $\vec{M} = \vec{i}_z M_o + \vec{m}\, e^{j\omega t}$ est écrite sous forme de développement de Fourier en coordonnées spatiales :

$$\vec{M}(r, t) = \Sigma_k \vec{M}_k(t)\, e^{j \vec{k}\cdot\vec{r}}$$

Le champ démagnétisant dû à l'onde de spin k est :

$$\vec{h}_k^d = -4\pi \frac{\vec{k}\,.\,(\vec{k}\,.\,\vec{M}_k)}{k^2} \quad (57) \quad \text{avec } \vec{M}_k = \vec{M}_k(t)$$

Le champ d'échange correspondant aux ondes de spin est :

$$\vec{h}_{ex} = -H_{ex} \frac{a^2}{M} \Sigma_k k^2 \vec{M}_k(t)\, e^{j \vec{k}\cdot\vec{r}} \qquad (58)$$

La conservation de l'aimantation totale s'écrit :

(59)

$$M_x^2 + M_y^2 + M_z^2 = M_o^2 \text{ ou } M_z \simeq M_o \left(1 - \frac{1}{2} (m_x^2 + m_y^2) \right)$$

Suhl utilise la solution obtenue à faible puissance pour l'amplitude du mouvement uniforme soit :

$$|M_+|^2 = \frac{M_o^2 (\gamma h)^2}{(\omega_r - \omega)^2 + 1/T_2^2} \qquad (60)$$

Les coefficients des amplitudes des ondes de spin sont écrits sous la forme $b_k(t)\, e^{j(\omega k - \eta k)t}$ où η_k est associé au temps de relaxation spin-réseau des ondes de spin : $\eta_k = \frac{1}{2} T_{1k}$ (ω_k est la fréquence de l'onde de spin de variation spatiale $e^{j \vec{k}\cdot\vec{r}}$). Suhl a proposé une solution particulière de l'équation du mouvement se présentant sous la forme suivante :

$$\dot{b}_k = \varrho_k a_o b_{-k}^*\, e^{j(\omega - 2\omega_k)t} + j \xi_k a_o^2 b_{-k}^*\, e^{2j(\omega - \omega_k)t} + A a_o b_k + B a_o^2 b_k \qquad (61)$$

où a_o est l'amplitude de la précession uniforme :

$$a_o = \frac{(\gamma h)\, e^{j\omega t}}{(\omega_r - \omega) + j/T_2} \qquad (62)$$

Les termes en a_o correspondent à un effet dit du « premier ordre » et les termes en a_o^2 à un effet dit du « second ordre ».

a) *Effet du premier ordre.*

Le premier terme $\varrho_k\ a_o\ b_{-k}^*\ e^{j\ (\omega\ -\ 2\omega_k)t}$ implique un processus par lequel un quantum de précession uniforme de fréquence ω se partage en 2 quanta d'ondes de spin de fréquence ω_k et ω_{-k} tels que $2\omega_k \sim \omega$. Le coefficient a_o représente un couplage au premier ordre entre l'amplitude de la précession uniforme et celles de ces ondes de spin.

Pour déterminer les champs critiques, il faut partir de :

$$\dot{b}_k = \varrho_k\ a_o\ b^*_{-k}\ e^{j\ (\omega\ -\ 2\omega_k)\ t} \qquad (63)$$

Cette équation se résoud en écrivant l'amplitude d'onde de spin b_k sous la forme

$$b_k = u_k\ e^{j\ (\omega/2\ -\ \omega_k)t} \text{ (sans tenir compte des pertes).}$$

Il vient alors : $\left[\frac{d^2}{dt^2} + \left(\frac{\omega}{2} - \omega_k\right)^2 - \varrho_k\ \varrho_k^*\ |a_o|^2\right]\ u_k = 0 \qquad (64)$

L'exposant de la solution de cette équation est réel et positif si :

$$\varrho_k\ \varrho_k^*\ |a_o|^2 > (\omega/2\ -\ \omega_k)^2 \qquad (65)$$

Pour que l'amplitude des ondes de spin croisse exponentiellement, il faut que l'exposant positif soit plus grand que η_k, qui représente les pertes, soit :

$$|a_o|^2 > \frac{\eta_k^2 + (\omega/2\ -\ \omega_k)^2}{\varrho_k\ \varrho_k^*} \qquad (66)$$

En utilisant $a_o = \dfrac{(\gamma h)\ e^{j\omega t}}{(\omega_r\ -\ \omega)\ +\ j\ \eta_o}$ où $\eta_o = \dfrac{1}{T_2}$

Il vient

$$(\gamma h_{crit}) = \frac{2\ \omega_k\ [(\eta_k^2 + (\omega/2\ -\ \omega_k)^2)\ (\eta_o^2 + (\omega_r\ -\ \omega)^2)]^{\frac{1}{2}}}{\omega_m \sin\theta_k \cos\theta_k\ [\omega_k + \omega_o\ -\ \omega_m\ N_z + \omega_{ex}\ a^2\ k^2]} \qquad (67)$$

Le choix de la solution en $e^{j\ (\omega\ -\ 2\omega_k)t}$ exige d'abord $\omega_k = \dfrac{\omega}{2}$.

On obtient deux solutions ayant un seuil raisonnablement faible :

d'une part $\omega_k = \dfrac{\omega}{2}$ avec $\omega_r \simeq \omega$ et d'autre part $\omega_k = \dfrac{\omega}{2}$ avec ω_r

non proche de ω. La relation $\omega_k = \frac{\omega}{2}$ signifie qu'une excitation d'onde de spin de fréquence ω_k aura lieu lorsque $\frac{\omega}{2}$ est dégénéré avec une bande d'ondes de spin de même fréquence appartenant au spectre ω_k (k). Comme $\omega_o - N_z \omega_m$ est le point bas de ce spectre, cette excitation ne pourra se produire que pour un champ H_o tel que $\frac{\omega}{2} > \omega_o - N_z \omega_m$. L'expression (γh_{crit}) contenant le terme $\sin \theta_k \cos \theta_k$ en dénominateur montre que ce sont les ondes de spin de $\theta_k \simeq 45°$ les plus facilement excitées. L'absorption correspondant à l'excitation de ces ondes de spin de fréquence $\frac{\omega}{2}$ est généralement appelée absorption « subsidiaire ».

Dans le cas où $\omega_r \simeq \omega$, l'absorption subsidiaire se produit au même champ que la résonance principale. La relation $\omega_r = \omega_o - (N_z - N_t)\ \omega_m$ donne alors $\omega_o - N_z\omega_m = \omega_r - N_t\ \omega_m$ et la condition $\frac{\omega}{2} > \omega_o - N_z\ \omega_m$ s'écrit $\frac{\omega}{2} < N_t\ \omega_m$: c'est la condition de coïncidence de l'absorption subsidiaire et de la résonance principale. Expérimentalement, dans ce cas, l'absorption subsidiaire apparaît comme une diminution de la susceptibilité à la résonance principale.

Dans le cas où ω_r est loin de ω, l'absorption subsidiaire se produit pour un champ appliqué plus faible que celui de la résonance principale, lorsque la condition $\frac{\omega}{2} > \omega_o - N_z\ \omega_m$ est réalisée. Elle apparaît alors comme une « résonance » supplémentaire dans le spectre d'absorption.

Suhl a calculé l'expression de χ''/χ_o'' au-dessus de la puissance critique P_c :

(68)

$$\frac{\chi''\ (P > P_c)}{\chi''\ (0)} = T_2 \frac{P_c}{P} \left[(\omega_r - \omega)^2 \left(\frac{P}{P_c} - 1 \right) + \frac{1}{T_2^2} \cdot \frac{P}{P_c} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Dans le cas de l'absorption subsidiaire séparée de la résonance principale (ω non proche de ω_r lorsque $\omega_k \sim \omega/2$) cette expression se réduit à :

$$\frac{\chi''\ (P > P_c)}{\chi''\ (0)} \simeq T_2\ (\omega_r - \omega) \frac{P_c}{P} \left(\frac{P}{P_c} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{(Figure 20 a)} \qquad (69)$$

Dans le cas de l'absorption subsidiaire coïncidant avec la résonance principale ($\omega \sim \omega_r$ lorsque $\omega_k = \frac{\omega}{2}$) l'expression de $\varkappa''/\varkappa_o''$ s'écrit simplement :

$$\frac{\varkappa''\ (P > P_c)}{\varkappa''\ (0)} \simeq \left(\frac{P_c}{P}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad \text{(Figure 20 b)} \qquad (70)$$

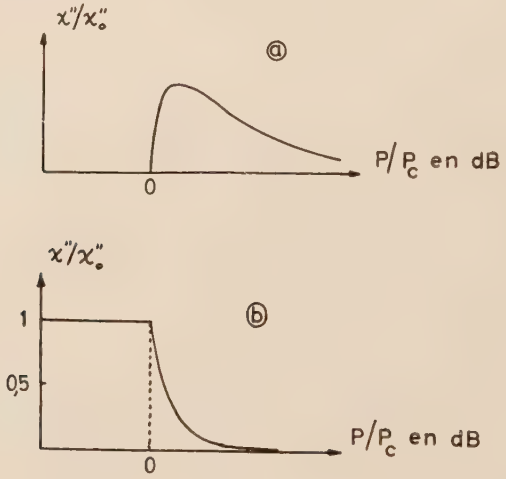


Fig. 20

Ces deux courbes théoriques ont été parfaitement vérifiées expérimentalement pour des matériaux ferrimagnétiques [38].

b) *Effet du second ordre.*

Dans l'expression générale de b_k, les termes en a_o^2 correspondent à un couplage au « second ordre » entre le mode de précession uniforme de fréquence ω et les modes d'ondes de spin de même fréquence ($\omega_k = \omega$). Pour déterminer le champ critique, Suhl utilise l'équation :

$$\dot{b}_k = j\,\xi_k\,a_o^2\,b_{-k}^*\,e^{2j\,(\omega - \omega_k)t} \qquad (71)$$

et montre que l'amplitude b_k des modes d'ondes de spin croît exponentiellement si $\xi_k^2\,|a_o|^4 > (\omega - \omega_k)^2 + \eta_k^2$ (72)

ce qui correspond à un champ critique donné par :

$$(\gamma h_{crit}) = \frac{[(\omega - \omega_k)^2 + \eta_k^2]^{\frac{1}{4}}\ [(\omega - \omega_r)^2 + \eta_o^2]^{\frac{1}{2}}}{\xi_k} \qquad (73)$$

Une valeur de h_{crit} raisonnablement faible est obtenue à condition que $\omega = \omega_k \simeq \omega_r$; h_{crit} s'écrit alors : $(\gamma h_{crit}) = \eta_o \left(\frac{\eta k}{\xi_k}\right)^{\frac{1}{2}}$ (74)

La valeur minimale de h_{crit} se produit pour $\theta = 0$. Ce sont donc les ondes de spin se propageant parallèlement au champ magnétique appliqué qui sont le plus facilement excitées. Ce seuil minimal est :

$$h_{crit} \simeq \Delta H \sqrt{\frac{\Delta H_k}{4 \pi M}} \qquad (75)$$

Cet effet du « second ordre » se traduit par une saturation de la résonance principale due au transfert de l'énergie du mode de précession uniforme aux ondes de spin de même fréquence.

Schlömann [39] a particulièrement étudié le comportement de la susceptibilité au voisinage de la puissance critique. Il a mis en évidence l'influence des inhomogénéités qui couplent le mode uniforme à des ondes de spin de même fréquence. Ce mécanisme n'a pas de seuil abrupt et provoque un déclin progressif de la susceptibilité au-dessous du seuil critique. Ce processus n'affecte évidemment pas l'absorption subsidiaire puisque des inhomogénéités ne peuvent coupler au mode uniforme que des ondes de spin de même fréquence. La courbe de χ''/χ_o'' a alors l'allure représentée en pointillé [40] (figure 21).

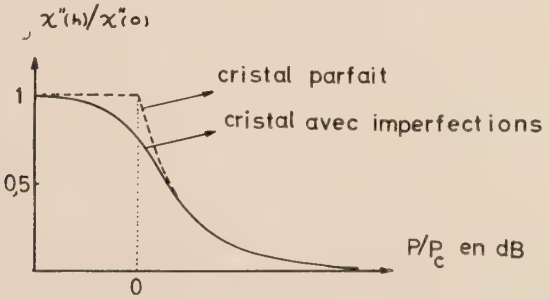


Fig. 21

Conclusion

Depuis 1957, cette théorie des effets non linéaires à forte puissance due essentiellement à Suhl et Schlömann a été particulièrement bien vérifiée par de nombreux chercheurs [41, 42, 43, 44, 45] sur des corps ferrimagnétiques.

En 1963, Comly, Penney et Jones [46] ont commencé à étudier le comportement non linéaire à forte puissance de couches minces ferromagnétiques en champ polarisant parallèle et en bande X.

Depuis 1964, nous avons effectué une étude générale des effets non linéaires dans les couches minces ferromagnétiques avec champ polarisant parallèle et perpendiculaire, en ondes centimétriques et millimétriques.

II. LARGEUR DE RAIE MÉCANISMES DE RELAXATION

1) LARGEURS DE RAIE $\triangle H$.

a) *Mesure de* $\triangle H$.

Toutes les largeurs de raie $\triangle H$ des 60 films étudiés déterminées expérimentalement, correspondent à la largeur à mi-hauteur de la courbe de variation, en fonction du champ magnétique, du coefficient de transmission de la cavité « chargée » par la couche mince. Ces largeurs de raie ne correspondent donc qu'approximativement à la largeur à mi-hauteur classique de la courbe d'absorption μ''. En effet, le film mince polarisé au voisinage de la résonance magnétique se manifeste par une perturbation de la résonance électromagnétique de la cavité : de la variation du coefficient de transmission à la résonance électromagnétique de cette cavité $T(H_a)$ en fonction du champ appliqué, on déduit les variations des pertes magnétiques $\mu''(H_a)$ par une expression non linéaire de la forme $\mu'' = (A\sqrt{\frac{T_o}{T}} - 1)$ (76) où T_o est le coefficient de transmission de la cavité à vide, T est le coefficient de transmission de la cavité « chargée » par le film, et A une constante dépendant notamment du volume de l'échantillon et de la surtension de la cavité à vide. Ainsi, les champs donnant la mi-hauteur de la courbe $(T_o - T)$ en fonction de H_a ne sont pas les mêmes que ceux donnant la mi-hauteur de $\mu''(H_a)$. Néanmoins ces valeurs de champs sont peu différentes tant que la perturbation de la cavité n'est pas trop grande, comme le montre la figure 22, donnée par Berteaud [1]. Les courbes représentent les variations de la transmission T_2, correspondant à la mi-hauteur, soit de $(T_o - T)$, soit de μ'', en fonction de la valeur T_1 de la transmission à la résonance magnétique du matériau.

Cela ne modifie évidemment pas le sens de variation de $\triangle H$, et l'ordre de grandeur de l'erreur est très inférieur à la dispersion des résultats expérimentaux (figure 23). Néanmoins, une étude approfondie de la relaxation nécessiterait qu'il soit tenu compte de cette différence. Il est à noter que dans le domaine de la résonance ferromagnétique des couches minces, beaucoup d'auteurs utilisent cette notion de largeur de raie, qui permet un grand nombre de mesures expérimentales et la comparaison des résultats entre eux.

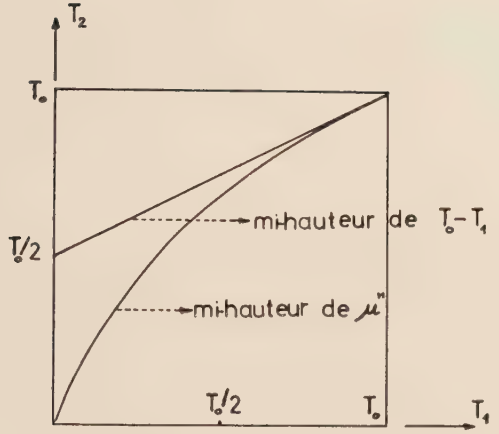


Fig. 22

b) *Résultats expérimentaux.*

Les largeurs de raie ainsi mesurées sont notées $\Delta H_{//}$ et $\Delta H_{\perp}$ suivant que le champ polarisant est parallèle ou perpendiculaire au plan du film. Dans le cas d'un champ polarisant normal au plan du film où plusieurs résonances sont observées, $\Delta H_{\perp}$ est la largeur de raie du mode uniforme. Les résultats obtenus (figure 23) mettent en évidence que d'une part $\Delta H_{//}$ augmente approximativement de 60 à 200 Oe lorsque l'épaisseur croît de 500 à 3.000 Å, d'autre part $\Delta H_{\perp}$ reste approximativement constant et voisin de 60 Oe dans la même gamme d'épaisseurs. Au-delà de 3.000 Å, les largeurs de raie augmentent rapidement avec l'épaisseur dans les deux cas de polarisation.

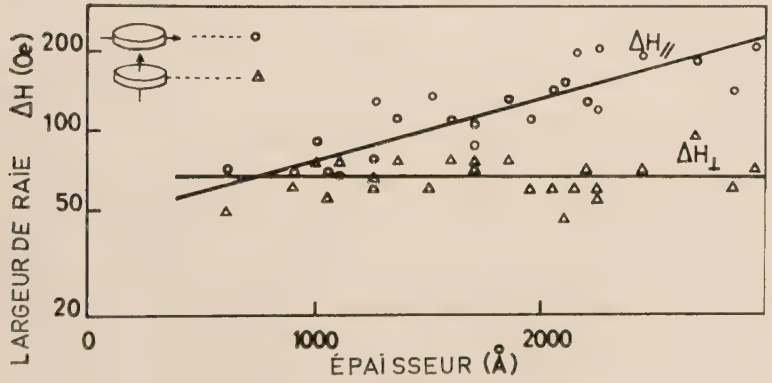


Fig. 23

Quelques mesures de largeurs de raie ont été faites à forte puissance à partir de courbes d'absorption relevées par lecture à l'oscilloscope de la variation de l'amplitude de l'impulsion transmise en fonction du champ polarisant. Les résultats sont les suivants pour un champ h ~ 3 Oe en champ polarisant perpendiculaire :

A 9.365 MHz :

$\Delta H_{\perp}$ en Oe	60	80	85	85
d en Å	600	1.050	1.400	2.450

A 34.720 MHz :

$\Delta H_{\perp}$ en Oe	130	230	230	410
d en Å	600	1.100	1.700	2.850

En champ polarisant parallèle, pour h ~ 3 Oe, les largeurs de raie sont les suivantes :

A 9.365 MHz :

ΔH en Oe	65	80	95	180
d en Å	250	600	1.100	2.850

A 34.720 MHz :

ΔH en Oe	300	350	550	850
d en Å	250	600	1.100	2.850

Ces quelques résultats montrent qu'en champ polarisant perpendiculaire, $\Delta H_{\perp}$ est environ trois fois plus grand en ondes millimétriques qu'en ondes centimétriques, alors qu'en champ polarisant parallèle, $\Delta H_{//}$ est environ cinq fois plus grand en 8 mm qu'en 3 cm.

2) MECANISMES POSSIBLES DE RELAXATION.

Nous allons étudier d'une part l'interprétation de la variation de ΔH en fonction de l'épaisseur des films et d'autre part l'influence des différents facteurs pouvant intervenir dans l'amortissement.

a) *Hypothèse de Berteaud* [47].

Berteaud a proposé une interprétation de l'augmentation de $\Delta H_{//}$ en fonction de l'épaisseur en utilisant les théories classiques de relaxation du mode de précession uniforme transférant son énergie aux ondes de spin dégénérées de même fréquence. La position du mode uniforme, de pulsation ω, par rapport au spectre d'onde de spin ω (k), est donnée par les figures 24 a et 24 c, pour

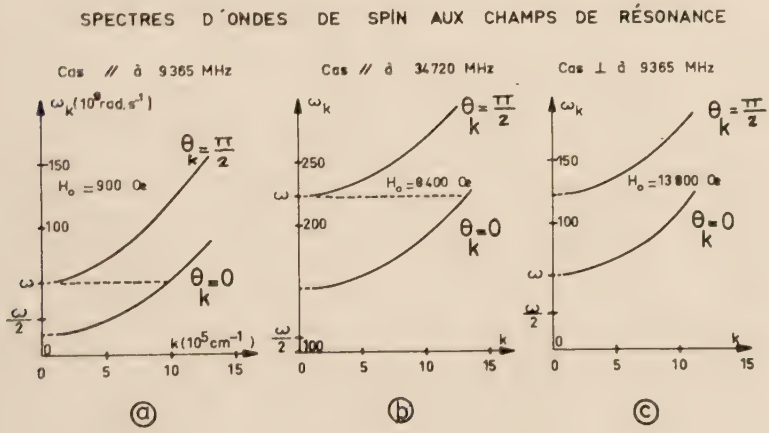


Fig. 24

les deux cas de polarisation parallèle et perpendiculaire, en bande X. Les spectres représentés sont ceux d'ellipsoïdes aimantés suivant un axe de révolution. Néanmoins, les résultats obtenus à partir de ces spectres sont valables qualitativement dans le cas de polarisation parallèle où l'échantillon n'est pas aimanté suivant un axe de révolution. Avec champ polarisant perpendiculaire (figure 24 c), quelques ondes de spin seulement (théoriquement aucune) sont dégénérées avec le mode uniforme. Par contre, dans le cas de polarisation parallèle (fig. 24 a), un très grand nombre d'ondes

de spin est dégénéré avec le mode uniforme : ces ondes de spin peuvent alors être excitées à partir de centres de dispersion constitués par les imperfections internes ou superficielles. Cependant, la longueur d'onde λ des ondes de spin dégénérées est comprise entre 600 Å ($\theta_k = 0$) et l'infini ($\theta_k = \frac{\pi}{2}$) : les imperfections internes étant probablement inférieures à 600 Å ne contribueraient donc pratiquement pas à la largeur de raie qui serait alors essentiellement fonction des imperfections de surface. Or, si les imperfections superficielles étaient la source principale de dispersion, la largeur de raie $\Delta H_{//}$ devrait être quasiment indépendante de l'épaisseur puisque les films étudiés ont le même diamètre et des défauts de surface distribués au hasard indépendamment de l'épaisseur. On peut alors penser que les imperfections des bords des échantillons dont les dimensions doivent être à l'échelle du micron et dont la surface augmente proportionnellement avec l'épaisseur, sont les centres de dispersion les plus efficaces pour le transfert de l'énergie du mode de précession uniforme aux modes d'ondes de spin dégénérés. Les bords des échantillons joueraient en quelque sorte un rôle analogue, pour la relaxation, à celui de l'état de surface dans le grenat d'yttrium, dont il est connu que les imperfections de dimensions supérieures au micron apportent la plus forte contribution à la largeur de raie.

b) *Hypothèse de Callen* [48].

Belson a observé en 1957 une augmentation de $\Delta H_{//}$ en fonction de l'épaisseur entre 1.000 et 5.000 Å, dans des films de permalloy : Callen a proposé une interprétation utilisant la distorsion du spectre d'ondes de spin pour un échantillon de faible épaisseur. En effet, pour un échantillon donné, d'épaisseur L, les modes magnétostatiques de « Walker » rejoignent le mode uniforme de Kittel dans une zone de transition comprise entre $k_0 = 0$ et $k_1 \simeq \frac{2\pi}{L}$. Or pour un film mince de l'ordre de quelques centaines d'angströms, le vecteur d'onde $k_1 = \frac{2\pi}{L}$ est dans la région des ondes de spin : la zone de transition correspond donc à une distorsion du spectre d'ondes de spin dans le cas de films très minces (figure 25). La distorsion peut donc supprimer des ondes de spin dégénérées avec le mode uniforme dans le cas de films très minces et expliquer l'augmentation de $\Delta H_{//}$ lorsque l'épaisseur augmente. Cependant, la figure 25 montre que cette distorsion peut seulement expliquer la variation de $\Delta H_{//}$ pour des épaisseurs relativement faibles. En effet, la déformation du spectre ne modifie le nombre d'ondes de spin dégénérées avec le mode uniforme que pour des épaisseurs inférieures à environ 1.000 Å. La distorsion du spectre d'onde de spin est donc insuffisante pour expliquer la variation de $\Delta H_{//}$ au-delà de 1.000 Å.

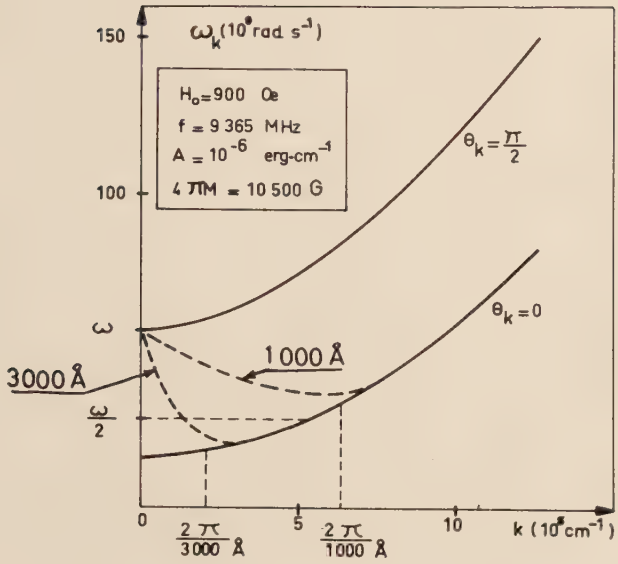


Fig. 25

c) *Interprétation de la variation de ΔH en fonction de la fréquence.*

Les spectres d'ondes de spin en polarisation parallèle (figures 24 a et 24 b) montrent que le nombre d'ondes de spin dégénérées étant de l'ordre de 650 Å à 9.365 MHz et de 450 Å à métriques qu'en ondes centimétriques, la longueur d'onde minimale dégénérée étant de l'ordre de 650 Å à 9.365 MHz et de 450 Å à 34.720 MHz. Par contre, dans le cas d'une polarisation perpendiculaire, la situation est pratiquement la même pour les deux fréquences, car aucune onde de spin n'est dégénérée avec le mode uniforme (figure 24 c). Ceci pourrait donc expliquer que $\Delta H_{//}$ augmente beaucoup plus rapidement que $\Delta H_{\perp}$ en fonction de la fréquence. Notons que le fait que $\Delta H_{\perp}$ soit souvent inférieur à $\Delta H_{//}$, tant en ondes centimétriques qu'en ondes millimétriques, peut s'expliquer par la géométrie de l'échantillon : Clogston, Suhl, Walker et Anderson [32] ont montré quantitativement, à partir du spectre de dispersion, que la largeur de raie décroît avec le facteur démagnétisant transversal N_t.

d) *Autres facteurs possibles d'amortissement.*

De nombreux travaux ont été effectués ces dernières années sur les mécanismes d'amortissement des phénomènes de résonance ferrimagnétique [49]. Dans le cas de couches minces de permalloy, il faut considérer aussi l'influence des phénomènes de conduction et l'influence des inhomogénéités internes.

Les phénomènes de conduction se traduisent par un terme supplémentaire $\frac{4\pi M \gamma}{1 - \frac{i}{2}\delta^2 k^2}$ dans l'expression de ω. La partie imaginaire de ce terme représente l'amortissement par courants de conduction que l'on peut écrire sous la forme :

$$(\Delta H)_{cond.} = \frac{4\pi M \delta^2 k^2}{1 + \delta^4 k^4/4} \qquad (77)$$

où $\delta = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma\omega}}$.

En prenant $4\pi M \simeq 10^4$ gauss et $\delta \simeq 20.000$ Å (en bande X), la contribution $(\Delta H)_{cond.}$ à la largeur de raie du mode $n = 1$ serait :

$(\Delta H)_{cond.} \simeq 150$ Oe pour un film de 4.000 Å

$(\Delta H)_{cond.} \simeq 10$ Oe pour un film de 1.000 Å.

D'autre part, comme $\delta^4 k^4/4 \gg 1$ on a approximativement

$$(\Delta H)_{cond.} \simeq \frac{16\pi M}{\delta^2 k^2}.$$

Comme $\delta = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma\omega}}$, $(\Delta H)_{cond.}$ est proportionnel à ω et contribue donc aussi à l'augmentation de la largeur de raie en fonction de la fréquence.

Diverses inhomogénéités présentes dans le film peuvent aussi élargir la courbe de résonance [50]. Cohen [51] suppose par exemple l'existence d'anisotropies locales très importantes induites par des tensions, qui correspondraient à des champs très élevés, de l'ordre de 1.000 Oe, l'effet augmentant avec l'épaisseur. Geschwind et Clogston [52] ont montré que la largeur de raie résultant d'une perturbation locale représentée par un champ H_p était :

$$\Delta H \simeq H_p^2 / 4\pi M \qquad (78)$$

Ainsi pour $H_p \simeq 1.000$ Oe et pour $4\pi M \simeq 10^4$ gauss, ΔH_p serait de l'ordre de 100 Oe.

III. COMPORTEMENT A FORTE PUISSANCE AVEC CHAMP POLARISANT PARALLÈLE

1) RESULTATS EXPERIMENTAUX.

Les comportements observés sont différents en ondes centimétriques (où 12 films ont été étudiés) et en ondes millimétriques (où 5 films ont été étudiés).

En bande X, les spectres d'absorption ont été relevés par enregistrement, pour différents niveaux de puissance hyperfréquence. Lorsque le champ hyperfréquence h est augmenté de 1 Oe à environ 65 Oe, plusieurs phénomènes apparaissent à des champs polarisants différents. Le comportement est essentiellement fonction de l'épaisseur des films. Pour des films assez minces (de l'ordre de 1.000 Å), il apparaît d'abord une absorption secondaire en-dessous de la résonance principale, et à champ hyperfréquence plus élevé, il apparaît une saturation de la résonance principale (figure 26).

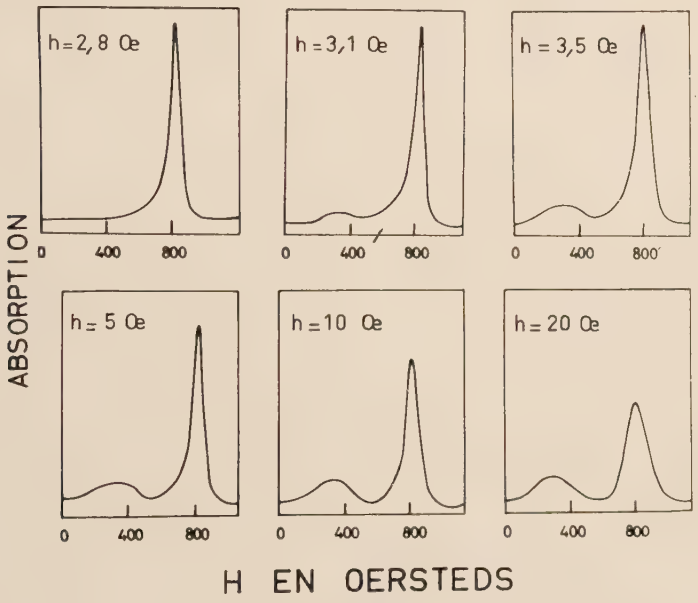


Fig. 26

Pour des films plus épais (de l'ordre de 2.000 à 3.000 Å), il apparaît d'abord une saturation de la résonance principale puis une déformation du spectre d'absorption du côté des champs faibles, avec apparition de plusieurs maxima (figure 27). Nous avons noté que deux films très minces (250 Å et 600 Å) ne présentent pas d'absorption secondaire mais simplement une saturation de la résonance principale à partir d'un champ h assez élevé. L'absorption secondaire pour des films de l'ordre de 1.000 Å et la saturation de la résonance principale pour des films de l'ordre de 2.000 — 3.000 Å sont des phénomènes qui apparaissent brusquement pour un champ h critique. Ce champ « seuil » h_s a pu être déterminé directement à l'oscilloscope.

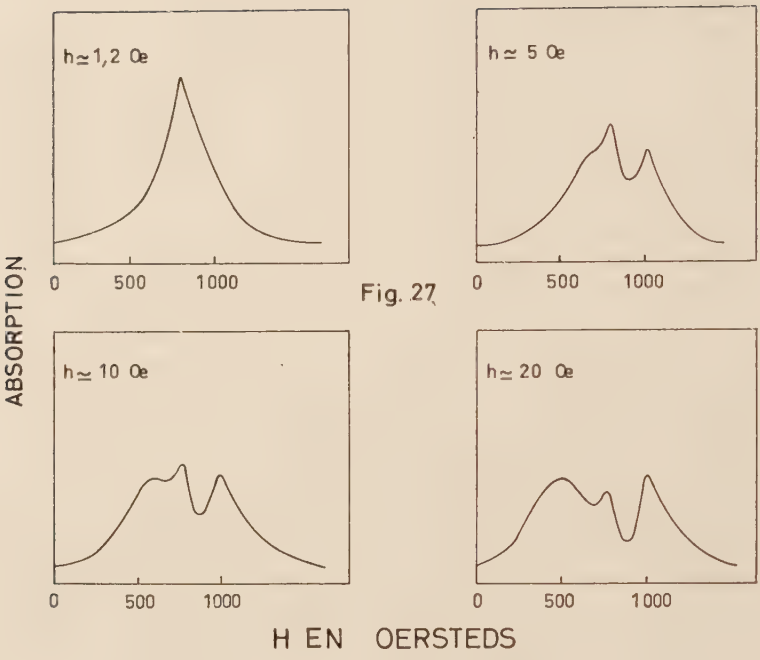


Fig. 27

Films de l'ordre de 1.000 Å

h_s en Oe	3,8	5,1	2,4	2,5	3	2,5	2,5
d en Å	600	900	1.000	1.050	1.100	1.200	1.400

Films de l'ordre de 2.000 - 3.000 Å

h_s en Oe	1,6	1,4	1,5
d en Å	1.700	2.150	2.850

Pour les films de l'ordre de 1.000 Å (ainsi que pour les 2 films de 250 et 600 Å), la saturation de la résonance principale n'apparaît que de façon très progressive : le phénomène ne présente pas de « seuil » abrupt. Dans ce cas, nous avons déterminé le champ critique de ce phénomène à partir de la courbe $\varkappa''/\varkappa_0''$ $(\frac{1}{h})$ suivant

la méthode définie par Schlömann [53]. L'intersection de la partie supposée rectiligne de $\varkappa''/\varkappa_o''$ ($\frac{1}{h}$) à forte puissance, et de l'horizontale $\varkappa''/\varkappa_o'' = 1$ à faible niveau a lieu pour un champ que nous appellerons h_p, qui représentera le champ critique du phénomène de saturation (figure 28). Nous avons obtenu les résultats suivants :

h_p en Oe	5	8	6,5	9	12,5
d en Å	250	600	1.050	1.100	1.400

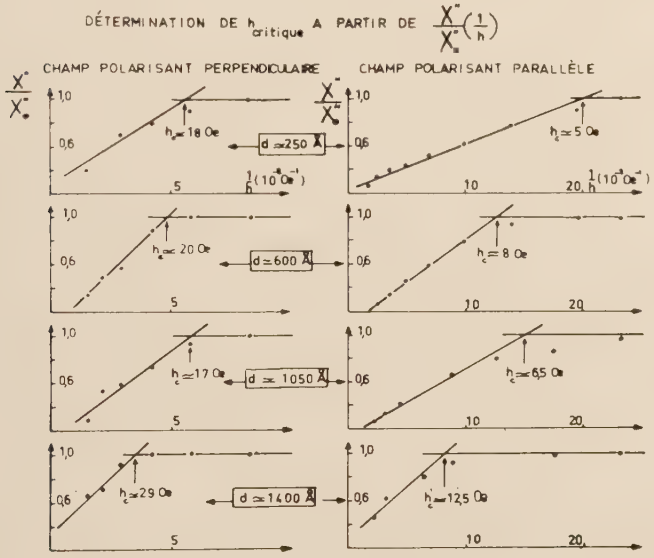


Fig. 28

Enfin, nous avons représenté un exemple de la variation de $\varkappa''/\varkappa_o''$ en fonction de la puissance hyperfréquence pour la résonance principale et pour l'absorption secondaire d'un film de 600 Å (figure 29).

En ondes millimétriques, les spectres d'absorption ont été relevés par lecture à l'oscilloscope. L'absorption secondaire n'apparaît pas pour des films de l'ordre de 1.000 Å (figure 30), et n'a été observée que dans des films assez épais de l'ordre de 2.000-3.000 Å (exemple figure 31) et pour des champs seuils h_s très élevés. La

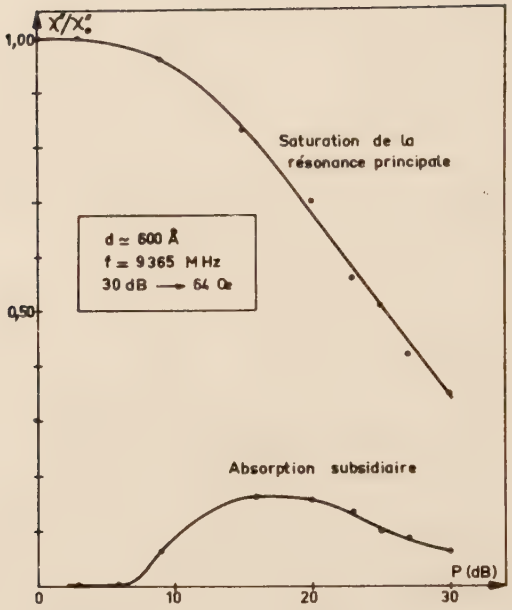


Fig. 29

SPECTRE AVEC H_a PARALLÈLE AU FILM EN FORTE PUISSANCE

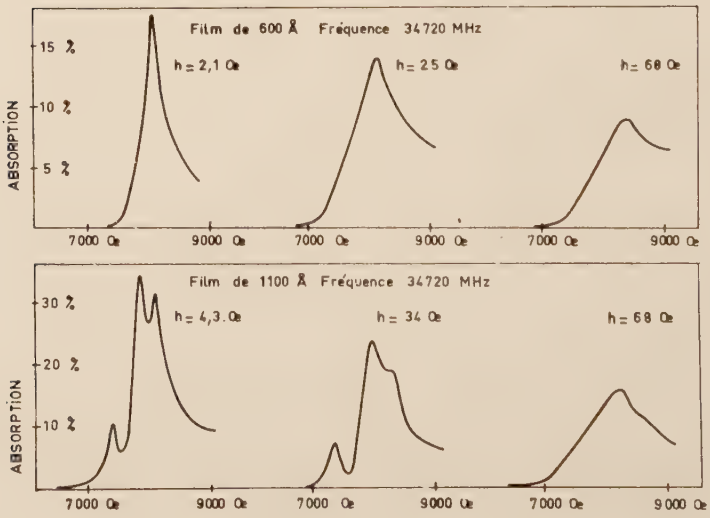


Fig. 30

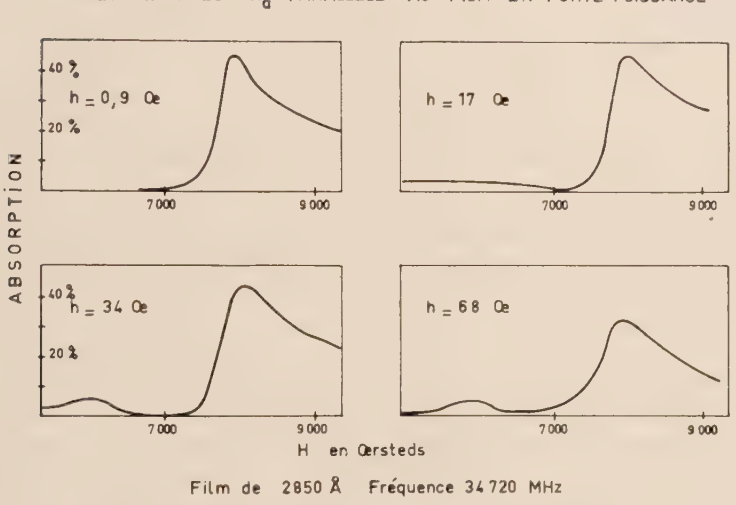


Fig. 31

saturation de la résonance principale se produit pour tous les films : son champ critique h_p a été déterminé par extrapolation comme précédemment. Les champs h_s et h_p trouvés sont :

h_s en Oe				27	22
h_p en Oe	15	15	20	45	35
d en Å	250	600	1.100	1.700	2.850

Remarquons que les valeurs h_s et h_p des champs critiques ainsi déterminés donnent seulement l'ordre de grandeur des champs seuils des phénomènes observés. La valeur h_p obtenue par extrapolation est particulièrement difficile à obtenir avec précision : h_p n'est déterminé qu'à environ 20 % près.

2) INTERPRETATION DU COMPORTEMENT A FORTE PUISSANCE EN POLARISATION PARALLELE

L'interprétation du comportement des films étudiés à forte puissance en partant de la théorie de Suhl, utilise essentiellement le spectre de dispersion des ondes de spin ω (k) (figure 32). Le spectre se déplace verticalement en fonction du champ polarisant H_o. La fréquence de résonance de Kittel donnée par ω_r et fixée

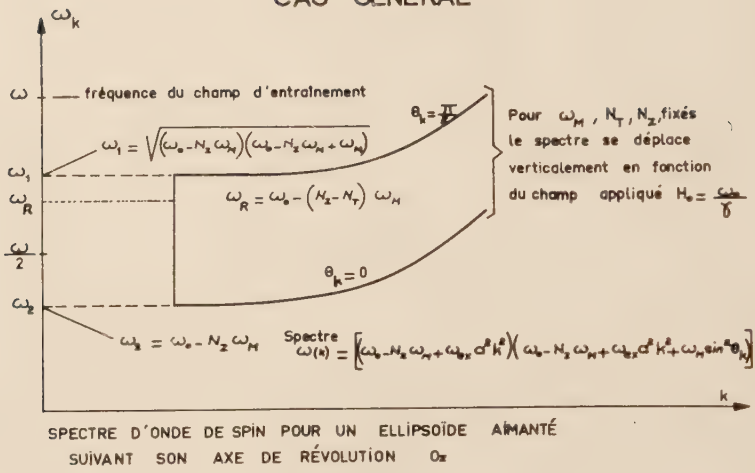


Fig. 32

par les conditions expérimentales, se déplace aussi avec ce spectre en fonction de H_0. La fréquence $\frac{\omega}{2\pi}$ du champ d'entraînement est fixe, les expériences étant faites à fréquence constante. Ainsi, le nombre des ondes de spin du spectre ω (k) dégénérées avec ω et $\omega/2$ varie en fonction des conditions expérimentales et de H_0 en particulier.

a) *Phénomènes dus à l'effet du premier ordre en ondes centimétriques.*

En bande X, étant donné la valeur élevée du moment à saturation, il ne devrait pas apparaître d'absorption secondaire séparée de la résonance principale, des ondes de spin étant dégénérées avec $\omega/2$ pour le champ polarisant H_0 correspondant à la résonance (figure 24 a). Cependant, la modification « magnétostatique » du spectre d'onde de spin mise en évidence par Callen [48], laisse prévoir l'existence d'une absorption « subsidiaire » distincte de la résonance principale (figure 25) [54], pour des épaisseurs suffisamment faibles. La distorsion du spectre d'ondes de spin explique bien nos observations expérimentales. En effet, pour des films de l'ordre de 1.000 Å, aucune onde de spin n'est dégénérée avec $\omega/2$, pour le champ de résonance H_0 de 900 Oe. Il est donc nécessaire d'abaisser le champ polarisant à une valeur H_s inférieure au champ de résonance pour que des ondes de spin soient dégénérées avec $\omega/2$: à cette valeur $H_0 = H_s$ du champ polarisant apparaîtra donc une absorption subsidiaire. D'autre part, pour des films de

l'ordre de 2.000-3.000 Å, il existe des ondes de spin dégénérées avec $\omega/2$ pour le champ polarisant de résonance principale : l'absorption « subsidiaire » de Suhl du premier ordre aura donc lieu à ce champ de résonance : il y a coïncidence de l'absorption « subsidiaire » et de la résonance principale. D'une façon générale, le champ polarisant $H_o = H_s$ à partir duquel l'absorption « subsidiaire » n'est plus confondue avec la résonance principale constitue, en quelque sorte, une mesure du « degré de distorsion » du spectre d'ondes de spin pour le film étudié. Le champ polarisant $H_o = H_s$ correspondant au maximum de l'absorption subsidiaire, est le champ pour lequel des ondes de spin de θ_k voisins de 45° sont dégénérées avec $\omega/2$, puisque ce sont ces ondes de spin qui présentent le champ seuil d'excitation le plus faible [37]. Dans le cas de coïncidence, les champs critiques h_s correspondant à l'apparition du phénomène d'absorption subsidiaire sont en accord avec les valeurs des champs « seuil » $h_{(\omega)}$ des phénomènes de Suhl du premier ordre, données par [46] :

$$h_{(\omega)} \simeq \frac{\Delta H_k \, \Delta H_o}{4 \pi M} \qquad (79)$$

En prenant $\Delta H_k \simeq \Delta H_o \simeq 100$ Oe et $4 \pi M \simeq 10^4$ gauss on obtient $h_{(\omega)} \simeq 1$ Oe. Or, expérimentalement, h_s est de l'ordre de 1,5 Oe lorsque l'absorption subsidiaire coïncide avec la résonance principale. Les autres valeurs de champs critiques h_s, lorsque l'absorption subsidiaire n'est pas confondue avec la résonance principale, sont en accord avec la décroissance du champ seuil minimal, lorsque le champ polarisant d'apparition du phénomène augmente, décroissance prédite par la théorie de Suhl. L'allure de la variation de $\varkappa''/\varkappa_o''$, en fonction du niveau de puissance, pour l'absorption subsidiaire, dans le cas où elle est distincte de la résonance principale, correspond bien à la courbe théorique prévue (figure 29). L'ensemble de ces observations montre donc bien que les phénomènes observés à forte puissance, de seuil h_s, correspondent à des phénomènes du premier ordre.

Pour un film d'épaisseur intermédiaire de 1.700 Å (figure 33), le côté champ faible de la courbe d'absorption basse puissance se sature par l'effet du premier ordre, mais il apparaît tout de même une absorption subsidiaire séparée, pour des champs polarisants légèrement plus faibles, et ceci parce que la courbe d'absorption subsidiaire a une largeur, exprimée en valeurs du champ appliqué, supérieure à celle de la courbe de résonance basse puissance. D'une façon générale, pour des films de 2.000-3.000 Å, les divers maxima obtenus à forte puissance représentent des phénomènes essentiellement différents. Le maximum le plus large correspond au phénomène d'absorption subsidiaire, donc au transfert d'énergie du mode uniforme ω à des ondes de spin de pulsation $\omega/2$, alors que les autres maxima plus étroits peuvent correspondre à des modes de résonance secondaires saturés. Ceci serait en accord avec des expériences de Stankoff et Berteaud [55] de génération d'harmoniques faites au laboratoire sur nos films de permalloy : aux deux maxima étroits observés en bande X correspondent deux

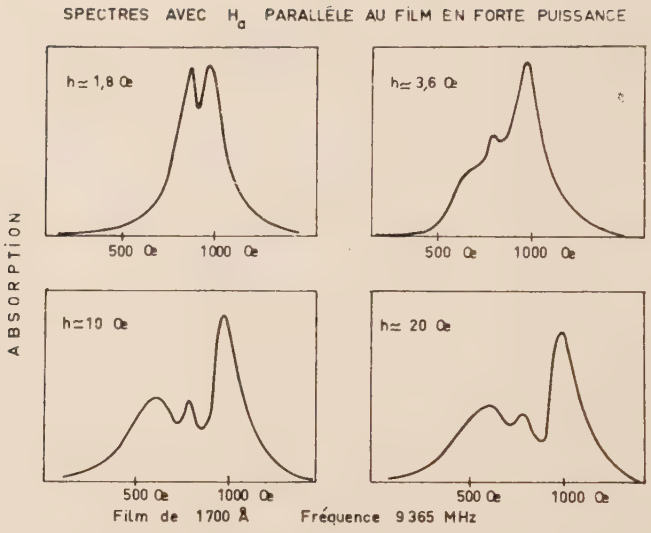


Fig. 33

émissions en bande KU, alors qu'aucune émission comparable n'est détectée pour le maximum le plus large.

Pour deux films très minces (250 et 600 Å), aucune absorption subsidiaire n'a été observée : la distorsion du spectre d'onde de spin est peut-être considérable, ce qui pourrait conduire à un champ critique très élevé.

b) *Saturation par effet du second ordre en ondes centimétriques :*

Les divers phénomènes de saturation de la résonance principale observés à partir d'un champ h_p, généralement de l'ordre de 10 Oe, correspondraient à des effets du second ordre. En effet, le champ critique théorique $h_{(2)}$ donné par :

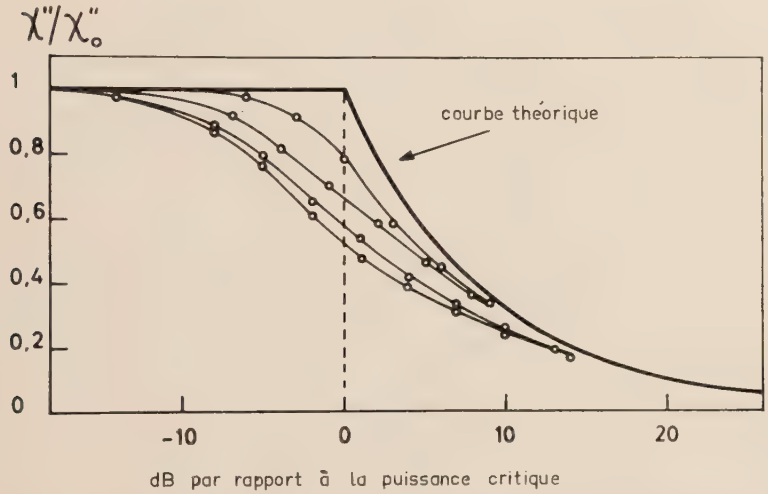
$$h_{(2)} \simeq \Delta H_0 \sqrt{\frac{\Delta H_k}{4 \pi M}}$$

conduit à une valeur de l'ordre de 10 Oe (pour $\Delta H_0 \simeq \Delta H_k \simeq 100$ Oe et $4 \pi M \simeq 10^4$ gauss). Dans ce cas, ce sont des ondes de spin de fréquence ω et d'angle de propagation $\theta_k \simeq 0$ qui sont émises.

Nous avons comparé les courbes expérimentales $\frac{\chi_0''}{\chi''} \left(\frac{P}{P_c}\right)$ à la courbe théorique $\frac{\chi''}{\chi_0''} \left(\frac{P}{P_c}\right) \sim \left(\frac{P_c}{P}\right)^{\frac{1}{2}}$ (pour $P > P_c$) et $\frac{\chi''}{\chi_0''} = 1$

(pour $P < P_c$) (figure 34), dans les cas de saturation de la résonance principale par l'effet du second ordre. Les écarts entre les courbes expérimentales et la courbe théorique sont dus aux imperfections qui interviennent comme centres de dispersion pour coupler l'énergie du mode uniforme aux modes d'ondes de spin de même fréquence ω. Ces courbes permettent donc de connaître la densité d'imperfections des films, l'espacement entre la courbe théorique et la courbe expérimentale augmentant avec la densité d'imperfections.

Fig. 34



c) *Interprétation du comportement en ondes millimétriques :*

En bande X, à 9.365 MHz, $\omega/2$ est situé dans le spectre d'ondes de spin, au champ polarisant H_o de résonance. Lorsque la fréquence augmente, $\omega/2$ s'abaisse et il existe une fréquence pour laquelle $\omega/2$ est confondu avec le point le plus bas du spectre d'ondes de spin ($\theta_k = 0$; $k = 0$). Cette fréquence se calcule facilement en écrivant les conditions :

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega - \omega/2 \text{ et } \omega_2 = \omega/2 \qquad (80)$$

(avec les notations de la figure 32).

Ces deux conditions s'écrivent :

$$\sqrt{\omega_o (\omega_o + \omega_m)} - \omega_o = \omega - \omega/2 \text{ et } \omega_o = \omega/2$$

d'où :
$$\omega = \frac{2}{3} \omega_m \qquad (81)$$

soit $f \simeq 18.000$ MHz.

En ondes millimétriques, à 34.720 MHz, nous sommes au-delà de cette fréquence : alors $\omega/2$ se trouve bien au-dessous du spectre d'ondes de spin, au champ polarisant H_o de résonance (figure 24 b).

Il devrait donc toujours apparaître une absorption subsidiaire séparée de la résonance principale, que ce soit dans le cas d'une couche mince ou d'un matériau massif. Pour des films de l'ordre de 2.000-3.000 Å, il apparaît bien une absorption subsidiaire distincte de la résonance principale. Les champs critiques h_s, de l'ordre de 25 Oe, sont à peu près en accord avec la valeur théorique minimale du champ seuil $h_{(1)}$, des phénomènes du premier ordre :

$$h_{(1)} \simeq \frac{\Delta H_o \cdot \Delta H_k}{4 \pi M} \simeq 10 \text{ Oe}$$

(pour $\Delta H_o \simeq \Delta H_k \simeq 300$ Oe et $4 \pi M \simeq 10^4$ gauss).

Une saturation de la résonance principale apparaît pour des champs $h_p \simeq 40$ Oe qui correspondraient bien à des phénomènes du second ordre dont le champ seuil $h_{(2)}$ théorique est :

$$h_{(2)} \simeq \Delta H_o \sqrt{\frac{\Delta H_k}{4 \pi M}} \simeq 50 \text{ Oe (pour } \Delta H_o \simeq \Delta H_k \simeq 300 \text{ Oe}$$

et $4 \pi M \simeq 10^4$ gauss).

Par contre, les films plus minces de l'ordre de 1.000 Å ont un comportement analogue à celui des films très minces en bande X : il n'apparaît pas d'absorption subsidiaire séparée de la résonance principale, et la saturation de la résonance principale apparaît pour des champs h_p de l'ordre de 20 Oe qui semblent correspondre aux phénomènes du second ordre dont le champ seuil théorique $h_{(2)}$ est :

$$h_{(2)} \simeq \Delta H_o \sqrt{\frac{\Delta H_k}{4 \pi M}} \simeq 25 \text{ à } 30 \text{ Oe (pour } \Delta H_o \simeq \Delta H_k \simeq 200 \text{ Oe et } 4 \pi M \simeq 10^4 \text{ gauss}).$$

Le champ seuil théorique $h_{(1)}$ serait seulement :

$$h_{(1)} \simeq \frac{\Delta H_o \cdot \Delta H_k}{4 \pi M} \simeq 4 \text{ Oe dans les mêmes conditions.}$$

IV. COMPORTEMENT A FORTE PUISSANCE AVEC CHAMP POLARISANT PERPENDICULAIRE

Le comportement à forte puissance avec champ polarisant normal au plan du film est à peu près analogue en ondes centimétriques (où 5 films ont été étudiés) et en ondes millimétriques (où 5 autres films ont été étudiés). Lorsque le champ h est augmenté de 1 Oe à 65 Oe, différents phénomènes apparaissent :

— un déplacement du champ de résonance vers les champs plus faibles, les modes de résonances d'ondes de spin stationnaires étant progressivement masqués par le mode principal ;

— un élargissement et une dissymétrie de la courbe de résonance, le côté champ faible devenant plus abrupt et présentant des zones de discontinuité avec des phénomènes d'instabilités ;

— une saturation de la résonance principale pour des champs h.f. assez élevés, et une déformation de l'impulsion dans laquelle apparaît un « pic d'attaque », au voisinage de la résonance, à partir d'une valeur donnée de h. Pour tous les films étudiés, à 9.365 MHz comme à 34.720 MHz, aucune absorption secondaire n'a pu être observée en polarisation perpendiculaire.

a) *Déplacement du champ de la résonance principale :*

Un déplacement très important du champ de résonance se produit vers les champs plus faibles lorsque le niveau de puissance hyperfréquence est augmenté. Ce déplacement masque progressivement les modes d'ondes de spin stationnaires : un exemple est donné en figure 35 pour des spectres enregistrés. De plus, ce déplacement δH semble être d'autant plus grand que l'épaisseur est plus faible.

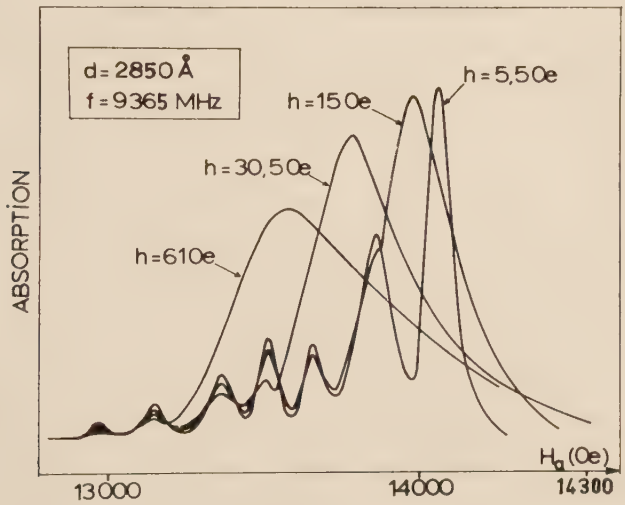
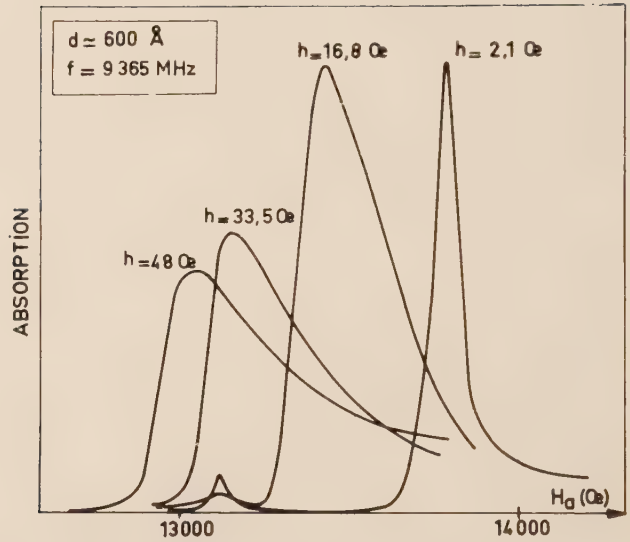


Fig. 35

Ce déplacement correspond à une diminution δM_z de la composante M_z de l'aimantation suivant l'axe Oz du champ polarisant, diminution due à un accroissement de l'angle φ d'ouverture du cône de précession dans le cas de polarisation perpendiculaire. Ce déplacement δH_z peut être obtenu à partir de la formule de résonance $\omega = \gamma (H_z - 4 \pi M)$, que l'on peut écrire sous la forme $H_z = \frac{\omega}{\gamma} + 4 \pi M$ (82). Dans cette formule, valable à faible puis-

Figure 36



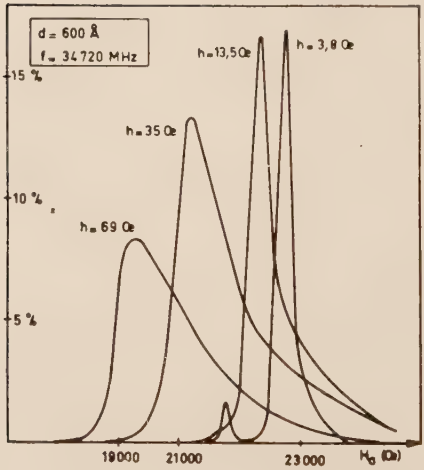
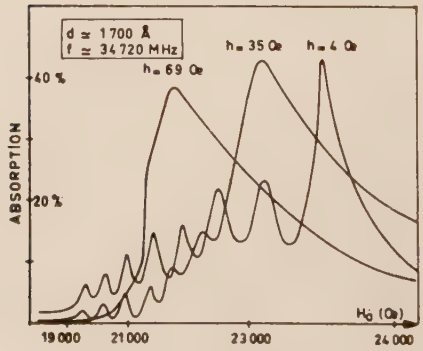


Figure 37



sance, M_z a été remplacé par M car dans ce cas $M_z \simeq M$. A forte puissance, le champ de résonance est en réalité :

$$H_z' = \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M_z \qquad \text{où} \qquad M_z \simeq M\left(1 - \frac{\varphi^2}{2}\right) \tag{83}$$

φ étant l'angle d'ouverture du cône de précession, à la résonance.

$$\text{Alors } H_z' \simeq \frac{\omega}{\gamma} + 4\pi M - 2\pi M \varphi^2 \simeq H_z - 2\pi M \varphi^2 \tag{84}$$

d'où un déplacement $\delta H_z = H_z - H_z' = 2\pi M \varphi^2$

Donc, la diminution $4\pi\,\delta M_z$ de l'aimantation doit être compensée par un abaissement égal du champ appliqué, soit δH_z, pour satisfaire aux conditions de résonance.

D'une façon générale, le champ critique h_c est relié à l'angle de précession critique φ_c par la relation approximative $\varphi_c \simeq h_c/\Delta H$ [56]. Le déplacement s'écrit alors :

$$(\delta H_z)_{h = hc} \simeq 2\pi M \left(\frac{h_c}{\Delta H}\right)^2 \tag{85}$$

Les valeurs expérimentales de δH_z sont en accord avec cette formule : en bande X, pour $h_c \simeq 25$ Oe et pour $\Delta H \simeq 100$ Oe, on trouve $(\delta H_z)_{h = hc} \simeq 300$ Oe ce qui correspond bien au déplacement observé. Dans ce cas, nous voyons que $\varphi_c \simeq \frac{h_c}{\Delta H} = 0{,}25$ est de l'ordre de 14°. Ce déplacement de l'ordre de 300 Oe, dû à une variation $4\pi\,\delta M_z \simeq 300$ gauss, correspondrait à une aimantation HF transversale de 2.500 gauss, soit une susceptibilité voisine de 100 à la résonance, ce qui est en accord avec les valeurs déduites de l'absorption à la résonance à faible niveau.

b) *Elargissement de la courbe de résonance* [57] :

Le déplacement du mode de résonance principale s'accompagne d'un élargissement de ce mode lorsque la puissance hyperfréquence est augmentée. Cet élargissement apparaît pour des champs h de quelques oersteds, donc pour des valeurs très inférieures à celles correspondant au phénomène de saturation de la résonance principale. La largeur de raie $\Delta H_\perp$ augmente de façon considérable tant à 9.365 MHz qu'à 34.720 MHz (figures 36 et 37).

Nous proposons une interprétation de ce phénomène basée sur une déformation du spectre de dispersion ω (k) en fonction du niveau de puissance. A très faible niveau, le spectre d'absorption correspond à la figure 38 (a) où les ondes de spin ω_k dégénérées avec le mode uniforme sont peu nombreuses. Lorsque le niveau de puissance croît tout en restant inférieur à la puissance critique, le champ de résonance appliqué doit être diminué. Cette diminution s'accompagne d'un abaissement de l'ensemble du spectre de dispersion ω (k), sauf au voisinage du mode de résonance principal puisque dans cette région, la diminution du champ appliqué compense celle de M_z de façon à ce que le champ interne reste

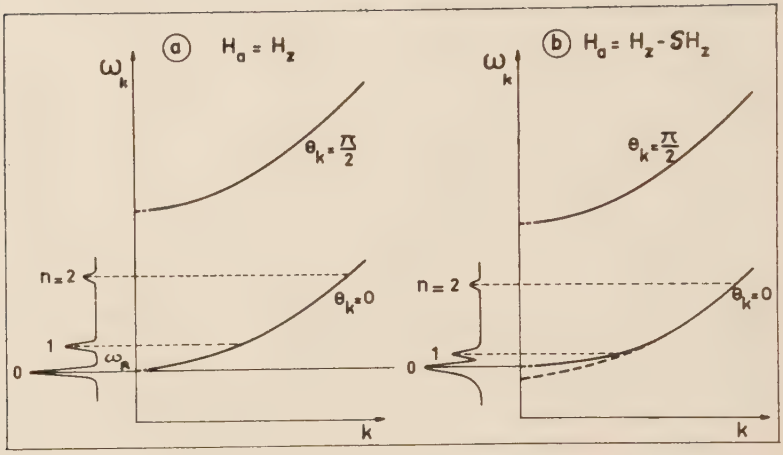


Fig. 38

constant. En particulier, l'extrapolation de la branche $\theta_k = 0$ pour $k = 0$ doit correspondre au même point de pulsation ω_r qu'à faible niveau. En conséquence, la branche $\theta_k = 0$ subit un écrasement et présente l'aspect indiqué figure 38 (b). A la pulsation ω_r correspond alors une quantité accrue d'ondes de spin de fréquences voisines de ω_r avec lesquelles le mode uniforme peut être dégénéré, ce qui expliquerait l'élargissement rapide observé au-dessous du niveau critique.

c) *Dissymétrie de la courbe de résonance* [58] :

Lorsque la puissance hyperfréquence augmente, une dissymétrie de la courbe de résonance apparaît pour des champs h légèrement plus grands que ceux correspondant à l'apparition des phénomènes de déplacement et d'élargissement. Le côté champ faible de la courbe de résonance devient plus abrupt que le côté champ fort et ceci à partir de champs h de l'ordre de 15 à 20 Oe environ. Cette dissymétrie a été observée dans tous les films étudiés, à 9.365 MHz comme 34.720 MHz. Dans quelques films, la partie abrupte de la courbe de résonance, du côté des champs faibles, présente un ou deux points de discontinuité (figures 39 et 40). Ces discontinuités de la courbe de résonance se présentent :

— soit sous la forme de sauts instables de l'amplitude de l'impulsion entre deux valeurs distinctes ;

— soit sous la forme d'oscillations (figure 41). Des sauts instables, d'amplitude particulièrement grande, ont été observés à 34.720 MHz dans un film de 1.700 Å (figure 37). Des oscillations ont été observées uniquement dans deux films (1.000 Å et 1.400 Å) à 9.365 MHz : leur fréquence était de l'ordre de 3 MHz (figure 41). En

général, la hauteur des discontinuités observées sur les courbes de résonance passe par un maximum en fonction de h. Ces discontinuités semblent disparaître à très fort niveau (h $\simeq$ 60 Oe).

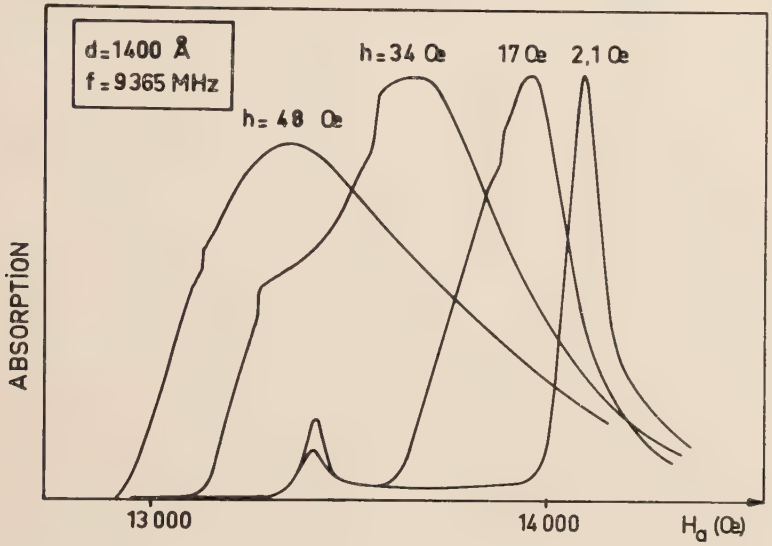


Fig. 39

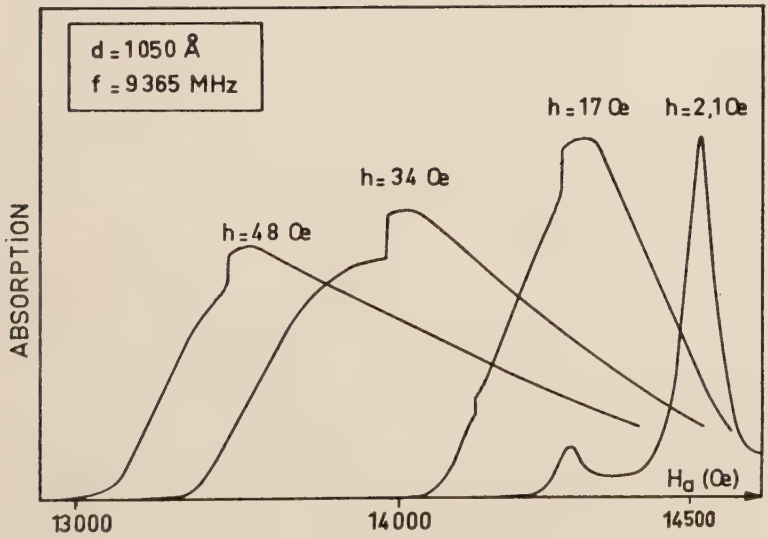


Fig. 40

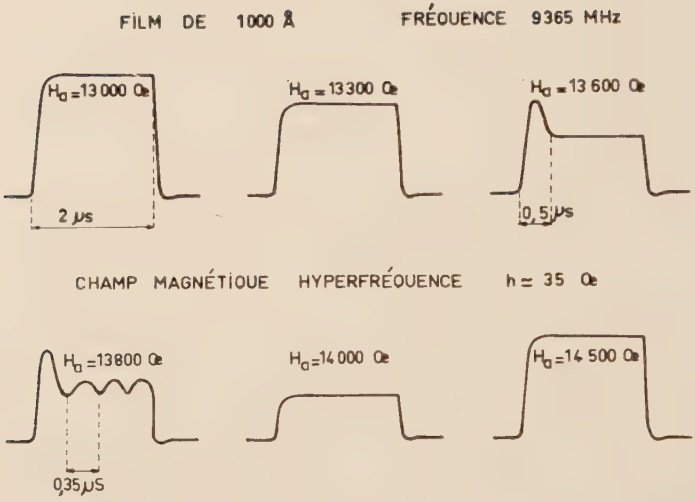


Fig. 41

Cette dissymétrie peut s'expliquer par un effet « foldover » et correspondrait à un « repliement » de la courbe de résonance aux forts niveaux [38, 59, 60]. Les sauts instables de l'impulsion et les oscillations sont des phénomènes caractéristiques de l'effet « foldover » et ont été aussi observés dans des disques ferrimagnétiques aimantés transversalement par Weiss [59]. Lorsque la courbe de résonance présente deux points de discontinuité, le premier correspond à l'instabilité du mode principal. Le second pourrait correspondre à l'instabilité d'un mode de résonance d'ondes de spin stationnaires. Le champ seuil du mode secondaire est effectivement plus grand que celui du mode principal et les ordres de grandeur sont en accord avec la formule du champ critique de Kaplan [36] qui peut s'écrire approximativement :

$$h_{cn} = n \frac{\Delta H_n}{1{,}25} \sqrt{\frac{\Delta H_n}{4\pi M}} \qquad (86)$$

En ondes centimétriques, des oscillations de fréquence de l'ordre de 3 MHz, ont été observées dans des films de l'ordre de 1.000 Å. Des oscillations de ce type, de fréquence comprise entre 0,1 et 15 MHz ont été étudiées par Weiss [59] dans des disques de ferrite (YIG). Elles correspondent à des oscillations du type « relaxation » de l'ensemble film et cavité. En effet, en un point de discontinuité de la courbe $\varkappa''$ (H) (figure 42), correspondant à une instabilité, si pour le champ donné H_1, $\varkappa''$ passe de A à B, la grande valeur de $\varkappa''$ en B diminue le Q de la cavité et réduit le champ HF h à un niveau $h < h_{crit.}$ $\varkappa''$ revient alors en A, ce

qui permet à h de croître à nouveau au-dessus de h_{crit}, etc. En ondes millimétriques, ces oscillations n'ont pas été observées : ceci peut s'expliquer par le fait que la période propre du système cavité et film (qui est de l'ordre de 0,35 μs. en bande X) était peut-être plus grande que la durée de l'impulsion qui n'était que de l'ordre de 0,5 μs. en ondes millimétriques.

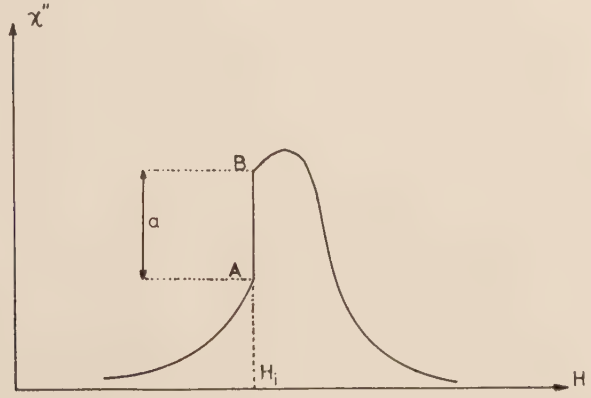


Fig. 42

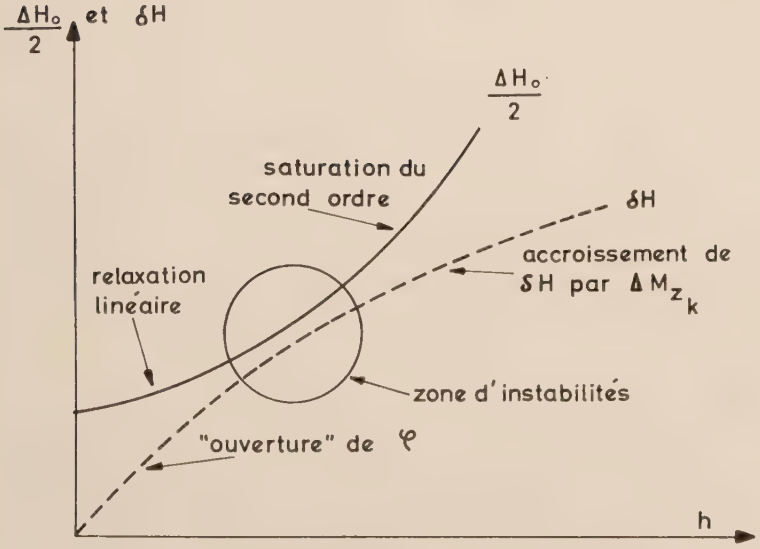


Fig. 43

L'amplitude des discontinuités passe par un maximum en fonction de h, ces discontinuités tendant même à disparaître à champ h très élevé. Ceci peut s'interpréter qualitativement en écrivant que la condition d'instabilité est réalisée lorsque le déplacement δH de la courbe de résonance, mentionné précédemment est plus grand que la demi-largeur de raie $\frac{\Delta H}{2}$ (figure 43). A très forte puissance, l'élargissement dû à la saturation par l'effet du second ordre est probablement plus important que le déplacement δH dû à la contribution $(\Delta M_z)_k$ des ondes de spin excitées par le phénomène de saturation du second ordre.

d) *Saturation de la résonance principale.*

Pour les champs assez élevés, il apparaît une saturation de la résonance principale. Comme dans le cas de polarisation parallèle, nous avons déterminé par extrapolation le champ critique h_p de saturation de la résonance principale (exemples à la figure 28). Les valeurs obtenues sont les suivantes :

à 9.365 MHz

h_p en Oe	20	22	29	34
d en Å	600	1.100	1.400	2.850

à 34.720 MHz

h_p en Oe	30	40	45	~ 70
d en Å	600	1.100	1.700	2.850

Ces valeurs sont beaucoup plus grandes que celles trouvées en champ polarisant parallèle : en bande X $h_{p\perp} \simeq 25$ Oe, alors que $h_{p//} \simeq 10$ Oe, et en ondes millimétriques $h_{p\perp} \simeq 45$ Oe, alors que $h_{p//} \simeq 25$ Oe.

Une déformation de l'impulsion apparaît simultanément avec les phénomènes d'instabilités et de saturation. Ainsi, pour un champ h donné, apparaît un « pic d'attaque » ou « spike » à l'approche de la résonance (figure 41). La durée de ce pic d'attaque est de l'ordre de 500 nanosecondes en ondes centimétriques et de l'ordre de 50 nanosecondes en ondes millimétriques. Il semble, d'autre part, que ce pic d'attaque apparaît pour des champs h d'autant plus bas que l'épaisseur est plus faible. Enfin, ce phénomène de pic d'attaque n'apparaît pas en champ polarisant parallèle, dans des conditions expérimentales identiques.

Les phénomènes de saturation correspondent à des phénomènes du second ordre car il ne peut pas exister de saturation de la résonance principale par un effet du 1er ordre, $\frac{\omega}{2}$ étant toujours en dehors du spectre d'ondes de spin au champ polarisant H_o de résonance, dans le cas d'une polarisation perpendiculaire. Les ordres de grandeur donnés par la formule théorique $h_{(2)} \simeq \Delta H_o \sqrt{\frac{\Delta H_k}{4\pi M}}$ sont corrects en prenant des largeurs de raie $\Delta H_o \simeq \Delta H_k$ de l'ordre de 150 Oe en 3 cm et de l'ordre de 300 Oe en 8 mm, c'est-à-dire des largeurs de raie plus grandes que celles obtenues à basse puissance, ce qui pourrait se justifier par l'élargissement préalable observé de la courbe de résonance. Ceci pourrait alors expliquer les champs seuils des phénomènes du second ordre plus élevés en polarisation perpendiculaire qu'en polarisation parallèle. Le phénomène de saturation observé serait donc dû à un effet du second ordre, c'est-à-dire au transfert de l'énergie du mode uniforme à des modes d'ondes de spin de même fréquence $\omega_k \simeq \omega$ et de direction de propagation $\theta_k \simeq O$. Au delà du seuil h_p de saturation de la résonance principale, nous constatons expérimentalement que la courbe de résonance continue à se déplacer vers les champs faibles : ce déplacement s'expliquerait par une diminution supplémentaire ΔM_{zk} de M_z, due aux ondes de spin dégénérées avec le mode uniforme et excitées par des phénomènes du second ordre. Ainsi :

$$(\Delta M_z)_{\text{total}} = (\Delta M_z)_o + \sum_{k \neq 0} (\Delta M_z)_k \qquad (87)$$

$(\Delta M_z)_o$ est la contribution du mode principal, $(\Delta M_z)_k$ est la contribution du mode d'onde de spin de vecteur d'onde k. Nous avons remarqué qu'aucune absorption subsidiaire n'apparait en polarisation perpendiculaire, tant en bande X qu'en ondes millimétriques. Ceci pourrait s'expliquer par un champ critique $h_{(1)}$ des effets du 1er ordre très élevé. Fletcher et Silence [61] ont déterminé la variation de $2h_o/\Delta H_k$ en fonction de ω_r/ω dans le cas d'un disque mince aimanté transversalement (figure 44). Les seuils minimums seraient donc de l'ordre de $\frac{\Delta H_k}{4}$ à 9.365 MHz et de l'ordre de $\frac{\Delta H_k}{2}$ à 34.720 MHz : comme les largeurs de raie réelles observées en polarisation perpendiculaire et en tenant compte de l'élargissement sont grandes (de l'ordre de 150 Oe en bande X), ceci conduirait donc à des champs $h_{(1)}$ très élevés d'où l'absence d'absorption subsidiaire séparée de la résonance principale pour les niveaux de puissance que nous avons utilisés.

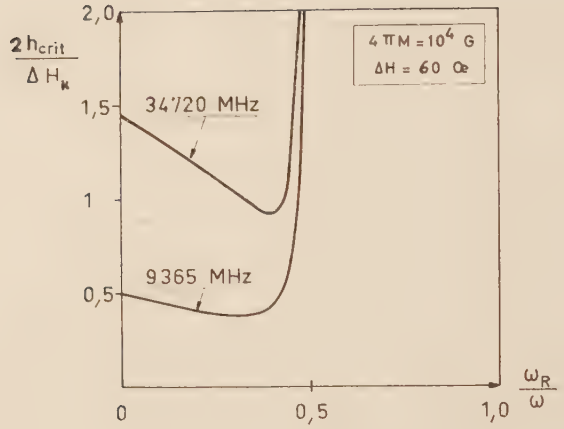


Fig. 44

V. PHÉNOMÈNE DE LIMITATION DE LA PUISSANCE HYPERFRÉQUENCE

L'étude du comportement de films ferromagnétiques à forte puissance avec champ polarisant parallèle et perpendiculaire nous a amené à envisager l'utilisation de couches minces comme élément de base de dispositifs de limitation de puissance hyperfréquence. En examinant les spectres d'absorption obtenus pour différentes puissances dans le cas de polarisation parallèle (figures 26 et 27) et dans le cas de polarisation perpendiculaire (figures 35 à 37), on voit qu'il semble possible de réaliser une limitation de puissance en polarisant un film à un champ fixe inférieur au champ de la résonance principale à bas niveau. Par exemple, en polarisant le film, soit avec un champ correspondant à l'absorption secondaire dans le cas de polarisation parallèle [62], soit avec l'un des champs de la résonance principale à forte puissance dans le cas de polarisation perpendiculaire [63], un phénomène de limitation apparaîtra alors lorsqu'on augmentera la puissance. L'effet de limitation est dû à ce que, pour les champs polarisants choisis, l'absorption relative augmente avec le niveau de puissance hyperfréquence. Le principe de limitation de la puissance basé sur l'utilisation de l'absorption secondaire a été déjà utilisé dans certains limiteurs à ferrite. Cependant, dans le cas d'une couche mince de permalloy, il n'a pas encore été observé de phénomène de « spike », ce qui permet d'espérer un effet de limitation quasi instantané. Le principe de limitation de la puissance dans le cas de polarisation perpendiculaire est par contre, totalement nouveau. Nous avons, dans ce cas, relevé expérimentalement des caractéristiques de limitation en ondes centimétriques et en ondes millimétriques. L'effet de

limitation est beaucoup plus important que celui existant avec champ polarisant parallèle mais il n'est pas instantané, ce qui se manifeste par l'existence d'un « spike ». Les caractéristiques de limitation ont été relevées en cavité. Les niveaux relatifs de la puissance incidente P_i et de la puissance transmise P_t sont déterminés par deux atténuateurs étalonnés placés en amont et en aval de la cavité, la mesure s'effectuant à niveau de sortie constant.

Les caractéristiques $P_t = f(P_i)$ ont été relevées pour plusieurs films et pour différents champs de polarisation en ondes centimétriques et en ondes millimétriques. Un exemple de telles caractéristiques est donné à la figure 45 : des « paliers » de limitation très bien définis sont relevés. L'effet de limitation se produit à partir d'un niveau de puissance dépendant du champ polarisant choisi. Il est intéressant de remarquer que la limitation a lieu pour des puissances d'autant plus élevées que le champ de polarisation est plus faible : ceci n'est valable que dans le cas de champ polarisant perpendiculaire.

D'autres mesures ont été effectuées en plaçant deux films dans la même cavité : les caractéristiques $P_t = f(P_i)$ sont représentées en figure 46 pour deux films de 1.000 et 1.400 Å en bande X. Ces caractéristiques mettent en évidence qu'il sera possible, dans une réalisation pratique, d'ajuster le niveau et la plage de limitation en utilisant des films d'épaisseurs différentes.

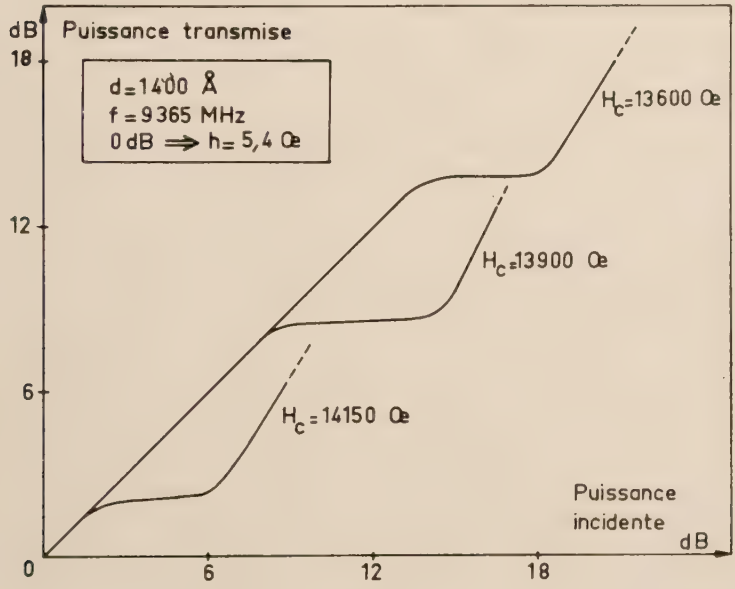


Fig. 45

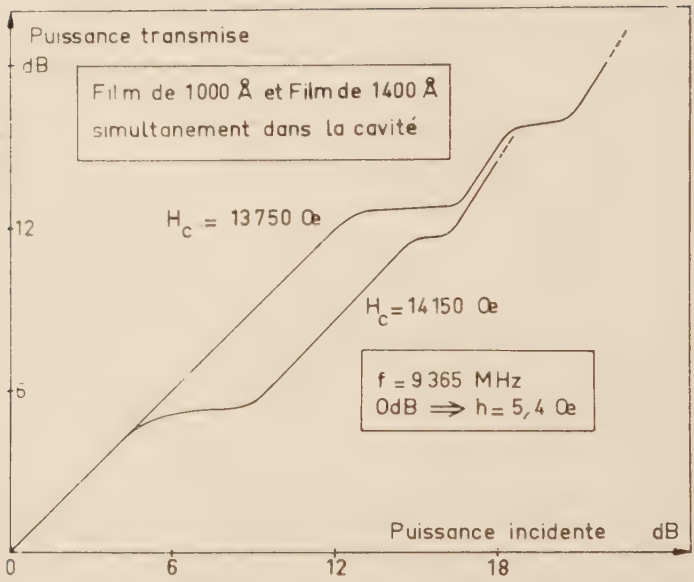


Fig. 46

Il sera évidemment possible aussi d'ajuster ces différents paramètres en choisissant des films de compositions différentes. Ainsi un dispositif limiteur à couches minces pourrait comprendre un groupe de films de caractéristiques différentes et complémentaires, placés par exemple, dans un guide « ridge » à forte concentration de champ hyperfréquence. Les essais effectués en cavité résonnante, à 9.365 MHz et à 34.720 MHz montrent que le principe de ce type de limiteur pourra être utilisé à toutes les fréquences pour lesquelles les phénomènes que nous avons observés à forte puissance, seront présents. Une caractéristique importante de ce type de limiteur serait le refroidissement particulièrement efficace dû à la géométrie de couche mince (rapport diamètre sur épaisseur de l'ordre de 10^3).

CONCLUSION DE L'ETUDE DES MODES D'ONDES DE SPIN PROGRESSIVES

Depuis une dizaine d'années, les effets non linéaires apparaissant a forte puissance et correspondant à l'excitation d'ondes de spin progressives, ont été particulièrement étudiés en ferrimagnétisme : très peu d'études, par contre, ont été faites dans ce domaine en ferromagnétisme. Nous avons effectué une étude générale des phénomènes non linéaires apparaissant à forte puissance dans les couches minces ferromagnétiques.

L'étude du comportement à forte puissance, avec champ polarisant appliqué parallèlement au plan du film, a mis en évidence l'excitation d'ondes de spin par les effets non linéaires du premier ordre et du second ordre, tant en ondes centimétriques qu'en ondes millimétriques. Les phénomènes observés s'expliquent à partir de la théorie de Suhl, en tenant compte de la modification magnétostatique du spectre d'ondes de spin pour des échantillons de faible dimension.

L'étude du comportement des films minces ferromagnétiques en polarisation perpendiculaire à forte puissance est totalement nouvelle. Elle a mis en évidence différents effets liés aux phénomènes d'instabilités et de non-linéarités à forte puissance. Nous proposons notamment une interprétation de l'accroissement de la largeur de raie, basée sur une déformation du spectre d'ondes de spin lorsque le champ hyperfréquence augmente.

En résumé, ces diverses études nous ont permis d'une part, de vérifier de nombreux résultats théoriques obtenus notamment par Suhl, et d'autre part d'introduire certains aspects nouveaux et importants des phénomènes non linéaires à forte puissance dans les couches minces ferromagnétiques.

CONCLUSION GENERALE

Ce travail, qui a fait appel essentiellement aux techniques d'évaporation sous vide pour la préparation des films, et à celles de résonance ferromagnétique en hyperfréquence [64, 65] pour l'étude de leurs propriétés est, dans l'ensemble, plus expérimental que théorique.

L'ampleur du sujet abordé ne nous a permis que des interprétations qualitatives des phénomènes observés, par l'utilisation notamment du spectre de dispersion ω (k). Nous nous sommes essentiellement intéressés aux ordres de grandeur des paramètres et aux allures générales des courbes de variation de ces paramètres.

Dans la partie concernant les modes d'ondes de spin stationnaires, des aspects nouveaux, particulièrement dans l'interprétation des phénomènes observés, ont été précisés : interprétation qualitative des phénomènes de conduction, notion d'épaisseur critique. Dans la partie concernant les modes d'ondes de spin progressives, des phénomènes nouveaux et importants ont été observés et interprétés dans le domaine des effets non linéaires à forte puissance.

Ce travail, effectué dans un domaine relativement récent, suggère plusieurs voies nouvelles de recherche fondamentale dans le domaine des ondes de spin dans les couches minces ferromagnétiques : étude de l'influence de l'anisotropie induite par des contraintes internes sur l'excitation des ondes de spin stationnaires, étude de la génération d'harmoniques en fonction de la puisance, étude des phénomènes non linéaires en fonction de la direction du champ de polarisation.

[1] A.-J. Berteaud, *Thèse*, Paris 1960, p. 14-15.
[2] C. Kittel, *Phys. Rev.*, 1958, **110**, p. 1295.
[3] L. Néel, *J. Phys. Rad.*, 1954, **15**, p. 225.
[4] P. Pincus, *Phys. Rev.*, 1960, **118**, p. 658.
[5] A.M. Portis, *Appl. Phys. Letters*, 1963, **2**, p. 69.
[6] E. Hirota, *J. Phys. Soc. Japan*, 1964, **19**, p. 1.
[7] J.T. Davies, *J. Appl. Phys.*, 1964, **35**, p. 804.
[8] P.E. Wigen, C.F. Kooi, M.R. Shanabarger, *J. Appl. Phys.* (reçu le 1er juin 1964).
[9] E. Schlömann, *J. Appl. Phys.*, 1965, **36**, p. 1193.
[10] P.E. Wigen, CF Kooi, M.R. Shanabarger, T.D. Rossing, *Phys. Rev. Letters*, 1962, **9**, p. 206.
[11] M.H. Seavey Jr., P.E. Tannenwald, *J. Appl. Phys.*, 1959, **30**, p. 227 S.
[12] A. Van Itterbeek, J. Witters, *J. Phys. Rad.*, 1963, **24**, p. 315.
[13] M. Nisenoff, R.W. Terhune, *J. Appl. Phys.*, 1965, **36**, p. 732.
[14] R.J. Spain, *Thèse*, Paris 1963.
[15] R.J. Spain, *Appl. Phys. Letters*, 1965, **6**, p. 8.
[16] P.E. Tannenwald, M.H. Seavey Jr., *J. Phys. Radium*, 1959, **20**, p. 323.
[17] H. Pascard, A.J. Berteaud, *C.R. Acad. Sci.*, 1964, **258**, p. 2275.
[18] P.E. Tannenwald, *I.R.E. Wescon, Conv. Rec.*, 1959, 1, p. 134.
[19] H. Pascard, A.J. Berteaud, *Proc. Internation. Conf. on Magnetism*, Nottingham, 64.
[20] D. Chen, A.H. Morrish, *J. Appl. Phys.*, 1962, **33**, p. 1146.
[21] T.E. Hasty, *J. Appl. Phys.*, 1963, **34**, p. 1079.
[22] M. Nisenoff, R.W. Terhune, *J. Appl. Phys.*, 1964, **35**, p. 806.
[23] J. Blades, *Proc. Internation. Conf. on Magnetism*, Nottingham, 1964.
[24] H. Nose, *J. Phys. Soc. Japan*, 1961, **16**, p. 2475.
[25] C.F. Kooi, W.R. Holmquist, P.E. Wigen, *J. Phys. Soc. Japan*, 1962, **17**, p. 599.
[26] A. Van Itterbeek, J. Smits, G. Forrez, J. Witters, *J. Phys. Rad.*, 1961, 22, p. 19.
[27] T.G. Phillips, H.M. Rosenberg, *Phys. Letters*, 1964, **8**, p. 298.
[28] M. Ondris, Z. Frait, *Czech. J. Phys.*, 1961, **B-11**, p. 883.
[29] C.W. Searle, A.H. Morrish, R.J. Prosen, *Physica*, 1963, **29**, p. 1219.
[30] K. Sabban, W. Schedelbeck, *Z. Angew. Phys.*, 1963, **15**, p. 215.
[31] P. Wolf, **Z**. *Angew. Phys.*, 1962, **14**, p. 212.
[32] A.M. Clogston, H. Suhl, L.R. Walker, P.W. Anderson, *J. Phys. Chem. Solids*, 1956, **1**, p. 129.
[33] C.R. Buffler, *J. Appl. Phys.*, 1960, **31**, p. 222 S.
[34] R.C. Le Craw, E.G. Spencer, C.S. Porter, *Phys. Rev.*, 1958, **110**, p. 1311.
[35] P.W. Anderson, H. Suhl, *Phys. Rev.*, 1955, **100**, p. 1788.
[36] J.I. Kaplan, *J. Appl. Phys.*, 1961, **32**, p. 1831.
[37] H. Suhl, *J. Phys. Chem. Solids*, 1957, **1**, p. 209.
[38] H. Suhl, *Proc. of the I.R.E.*, 1956, **44**, p. 1270.

[39] E. SCHLÖMANN, *Techn. Report,* 1959, **R-48**.
[40] B. LAX, K.J. BUTTON, *Microwave Ferrites and Ferrimagnetics,* 1962, p. 220.
[41] R.W. DAMON, *Rev. Modern Phys.,* 1953, **25**, p. 239.
[42] N. BLOEMBERGEN, S. WANG, *Phys. Rev.,* 1954, **93**, p. 72.
[43] T.S. HARTWICK, E.R. PERESSINI, M.T. WEISS, *J. Appl. Phys.,* 1961, **32**, p. 223 S.
[44] U. MILANO, E. SCHLÖMANN, *Proc. I.E.E.,* 1962, **109**.
[45] H. LE GALL, *Thèse* Paris, 1964.
[46] J.B. COMLY, T. PENNEY, R.V. JONES, *J. Appl. Phys.,* 1963, **34**, p. 1145.
[47] A.J. BERTEAUD, H. PASCARD, *J. Appl. Phys.,* 1965, **36**, p. 970.
[48] H.B. CALLEN, *J. Phys. Chem. Solids,* 1958, **4**, p. 256.
[49] R. VAUTIER, *Onde électr.,* 1963, **434**, p. 312.
[50] W. ANDRA, Z. FRAIT et al, *Physica Statu Solidi,* 1962, **2**, p. 1417.
[51] M.S. COHEN, *J. Appl. Phys.,* 1962, **33**, p. 2968.
[52] S. GESCHWIND, A.M. CLOGSTON, *Phys. Rev.,* 1957, **108**, p. 49.
[53] E. SCHLÖMANN, J.H. SAUNDERS, M.R. SIRVETZ, *Trans. I.R.E.,* 1960, **MTT-8**, p. 96.
[54] J.B. COMLY, T. PENNEY, 1963, *Scient. Rep.* n° 8, (S.2).
[55] A.J. BERTEAUD, L. COURTOIS, A. STANKOFF, *Internation. Conf. Ferrimagnetics and Plasmas,* Londres, 1965.
[56] R.W. DAMON, *J.R.* ESHBACH, *Trans. I.R.E.,* 1960, **MTT-8**, p. 4.
[57] A.J. BERTEAUD, H. PASCARD, *C.R. Acad. Sci.,* 1965, **260**, p. 75-77.
[58] H. PASCARD, A.J. BERTEAUD, *Internation. Conf. Ferrimagnetics et Plasmas,* Londres, 1965.
[59] M.T. WEISS, *J. Appl. Phys.,* 1959, **30** Suppl., p. 146 S.
[60] H. PLACE, *C.R. Acad. Sci.,* 1965, **260**, p. 2177.
[61] P.C. FLETCHER, N. SILENCE, *J. Appl. Phys.,* 1961, **32**, p. 706.
[62] A.J. BERTEAUD, H. PASCARD, R. VAUTIER, Brevet n° PV 17.319.
[63] A.J. BERTEAUD, H. PASCARD, R. VAUTIER, Brevet n° PV 17.319.
[64] H. PASCARD, A.J. BERTEAUD, 60e Exposition de Physique, Paris, 1964, p. 55.
[65] A.J. BERTEAUD, *Cours d'Hyperfréquences, I.S.E.P.,* Paris, 1964.

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

"Le ferromagnétisme dipolaire"

Vu et approuvé :
Orsay, le 6 juillet 1965
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
Jean BERGERARD

Vu
et permis d'imprimer
Le Recteur de l'Académie
de Paris
Jean ROCHE